Полупроводниковые приборы

Гельмар Франк
Вацлав Шнейдар


2

ФРАНК Х. — ШНЕЙДАР В.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

SNTL

ФРАНК Х. — ШНЕЙДАР В.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Перевод на русский язык: инж. Миллер Б. В.

ПРАГА 1960

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Физические основы, свойства и практическое применение полупроводниковых приборов двух-или многоэлектродных (транзисторов).

Для работников техники связи, измерительной техники и автоматизации, а также для студентов специальных учебных заведений.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

В последние годы во всем мире наблюдается бурное развитие техники полупроводников и в результате образовалась специальная область, которую можно назвать техникой кристаллических приборов. Значение этой области заключается не только в познании сущности твердой фазы, но главным образом в той большой роли, которая отведена кристаллическим приборам в области народного хозяйства и вообще в технике, где они занимают весьма важное положение.

Вследствие этого, мы считали необходимым приблизить эту область в понятной и наглядной форме самому широкому кругу технической общественности. Нами была написана книга, которая была издана на чешском языке в половине 1959 года. В русском переводе некоторые главы были дополнены более важными новыми понятиями, так как мы считали необходимым хотя бы в грубых чертах упомянуть о том большом прогрессе, который был совершен после окончания рукописи в 1957 году. Естественно, что в короткое время, которым мы располагали для подготовки издания на русском языке, не было возможности полностью использовать настоящее положение техники полупроводников. Новые открытия и развитие технологии так быстро продвигаются вперед, что каждая книга такого рода становится, собственно говоря, устаревшей прежде, чем будет издана.

В первой части книги приведен обзор теории полупроводников с точки зрения представлений физики твердой фазы, так как мы имели в виду на этой основе указать на реальные возможности и на принципиальное ограничение новых кристаллических приборов. При этом теоретическая часть разработана таким образом, чтобы она была вполне понятна читателю со средним образованием.

Измерение основных параметров полупроводников и технология приготовления полупроводниковых материалов приведены, главным образом, с той целью, чтобы читатель мог уяснить разницу между производством кристаллических приборов и производством электровакуумных приборов.

В практической части книги описываются свойства основных типов кристаллических приборов, которые авторы познали во время своих работ.

Книга заканчивается кратким обзором основных возможностей применения кристаллических приборов.

Хотя настоящая книга по своему объему довольно обширна, все-таки не было возможности рассмотреть все проблемы, с которыми мы встречаемся при работе с кристаллическими приборами, главным образом, по той причине, что некоторые проблемы появились только в последнее время. Развитие направлено в сторону больших мощностей и высших частот; и в настоящее время нельзя предвидеть, где будет граница этой новой области. Однако нет никакого сомнения в том, что с технической и экономической стороны значение полупроводников уже и в настоящее время весьма велико и постоянно увеличивается.

Авторы надеются, что книга будет подходящим введением для изучения проблем кристаллических приборов и будет полезной для всех, кто интересуется этой областью.

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ПРИНЯТЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

A — активная площадь коллектора
A_k — площадь коллектора
A_s — активная площадь эмиттера
A^x — акцептор (нейтральный)
A^- — акцептор (ионизированный)
a — коэффициент усиления по току эквивалентной схемы
$\boldsymbol{a}$ — ускорение [м/сек^2]
α — $= e/kT$
α — коэффициент усиления по току транзистора как четырехполюсника
α_i — коэффициент усиления по току коллекторного перехода
α_o — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания
α_{ob} — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания в схеме с общей базой ОБ
α_{oe} — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания в схеме с общим эмиттером ОЭ
α_{oz} — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания при обратном включении

B — магнитная индукция (в . сек/м^2]
b — отношение подвижностей
b — индекс базы транзистора
β — коэффициент усиления по напряжению транзистора как четырехполюсника
β — коэффициент переноса
$\beta\infty$ — коэффициент усиления по напряжению транзистора в режиме холостого хода
$\beta\infty_z$ — коэффициент усиления по напряжению транзистора в режиме холостого хода при обратном включении

C — ёмкость
C_d — динамическая ёмкость
C_e — общая ёмкость эмиттера

C_k общая ёмкость коллектора
C_t статическая ёмкость
c скорость света ($3 \cdot 10^8$[м/сек])
c_x концентрация примесей в точке x

D коэффициент диффузии [м²/сек]
D_n коэффициент диффузии электронов
D_p коэффициент диффузии дырок
D^x донор (нейтральный)
D^+ донор (ионизированный)
d толщина
δ коэффициент стабильности короткого замыкания
δ расстояние x, где уже имеется нормальная концентрация

E энергия
E_f энергия Ферми
ΔE ширина запретной зоны, энергия активации
$\mathbf{E}$ напряженность электрического поля [в/м]
e заряд электрона $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ [к]
e индекс эмиттера транзистора
ε относительная диэлектрическая постоянная
ε_0 диэлектрическая постоянная вакуума $8{,}86 \cdot 10^{-12}$ [ф/м]

F фактор шума
F_0 фактор шума при частоте 1000 гц
$\mathbf{F}$ сила [н]
f частота [гц]
f_α предельная частота усиления по току

g коэффициент генерации (количество электронно-дырочных пар, возникающих в единице объема и в единицу времени)
g ускорение притяжения земли 9,81 [м/сек²]
g проводимость [ом$^{-1}$]
g_{11} входная проводимость при короткозамкнутом выходе
g_{12} проводимость обратной связи при короткозамкнутом входе
g_{21} проходная проводимость при короткозамкнутом выходе
g_{22} выходная проводимость при короткозамкнутом входе
γ коэффициент усиления мощности транзистора как четырехполюсника
γ коэффициент инжекции неосновных носителей эмиттером

h постоянная Планка $6{,}6 \cdot 10^{-34}$ [вт. сек²]
h^* $h/2\pi$
h_{11} входной импеданс при короткозамкнутом выходе
h_{12} коэффициент обратной связи при разомкнутом входе

h_{21} коэффициент усиления по току при короткозамкнутом выходе
h_{22} выходная полная проводимость при разомкнутом входе
h_{11} входное сопротивление при короткозамкнутом выходе
h_{22} выходная проводимость при разомкнутом выходе

I_b постоянный ток базы
I_e постоянный ток эмиттера
I_k постоянный ток коллектора
I_o обратный ток p-n-перехода
I_eo обратный ток эмиттера в схеме с общей базой
I_ko обратный ток коллектора в схеме с общей базой
i в качестве индекса относится к собственному полупроводнику
i_e переменная составляющая тока эмиттера
i_f фотоэлектрический ток
i_k переменная составляющая тока коллектора
i плотность тока
j мнимая единица

K постоянная
K коэффициент распределения
k постоянная Больцмана 1,38 . 10^{-23} [дж/град]
k индекс коллектора транзистора

L длина (расстояние)
L индуктивность [гн]
L_n диффузионная длина электрона
L_p диффузионная длина дырок
l средний свободный пробег [м]
λ длина волны [м]

m масса электрона
m_1 эффективная масса электрона
μ подвижность носителей электрического тока
μ_n подвижность электронов [$\mathrm{м}^2$/в . сек]
μ_p подвижность дырок [$\mathrm{м}^2$/в . сек]

n_A концентрация акцепторов
n_D концентрация доноров
n концентрация электронов
n_i концентрация электроно-дырочных пар собственного полупроводника (инверсионная концентрация)
n_o равновесная концентрация носителей тока при данной температуре
n индекс электронов

ν — частота
ω — угловая частота
ω_α — предельная угловая частота
P — мощность [вт]
p — концентрация дырок
p — индекс дырок
Q — электрический заряд [к]
Q — добротность
q — пространственный заряд [к/м^3]
R — рекомбинация
R — сопротивление постоянному току
R_b — сопротивление постоянному току базы транзистора
R_e — сопротивление постоянному току эмиттера транзистора
R_g — сопротивление генератора
R_k — сопротивление постоянному току коллектора транзистора
R_z — сопротивление нагрузки
R_H — постоянная Холла
R_{vst} — входное сопротивление (дифференциальное) транзистора как четырехполюсника
$R_{výst}$ — выходное сопротивление (дифференциальное) транзистора как четырехполюсника
R_{11} — входное сопротивление постоянному току при разомкнутом выходе
R_{12} — сопротивление обратной связи постоянному току при разомкнутом входе
R_{21} — проходное сопротивление постоянному току при разомкнутом выходе
R_{22} — выходное сопротивление постоянному току при разомкнутом входе
r — коэффициент рекомбинации
r_b — сопротивление базы (дифференциальное)
r_d — дифференциальное выходное сопротивление транзистора в схеме с общим эмиттером
r_e — сопротивление эмиттера (дифференциальное)
r_k — сопротивление коллектора (дифференциальное)
r_m — сопротивление эквивалентного генератора (дифференциальное)
$r_{bb'}$ — распределенное сопротивление базы
r_{11} — входное дифференциальное сопротивление при разомкнутом выходе
r_{12} — дифференциальное сопротивление обратной связи при разомкнутом входе

r_{21} дифференциальное проходное сопротивление при разомкнутом выходе
r_{22} выходное дифференциальное сопротивление при разомкнутом входе
ϱ удельное сопротивление

S коэффициент обратной связи
S сечение [мм²]
S коэффициент стабильности рабочей точки транзистора
s скорость поверхностной рекомбинации [м/сек]
σ удельная проводимость
σ_b удельная проводимость в области базы
σ_e удельная проводимость в области эмиттера

T абсолютная температура [°K]
t время [сек]
τ время жизни носителей электрического тока [сек]
τ_n время жизни электронов
τ_p время жизни дырок

U напряжение
U_e постоянное напряжение эмиттера относительно общего электрода
U_k постоянное напряжение коллектора относительно общего электрода
U_H напряжение Холла [в]
u_e переменная составляющая напряжения эмиттера
u_g переменное напряжение источника
u_k переменная составляющая напряжения коллектора
$u_š$ среднеквадратичное значение напряжения шумов
$u_{šp}$ среднеквадратичное значение напряжения полупроводниковых шумов
$u_{št}$ среднеквадратичное значение напряжения тепловых шумов
$u_{šv}$ среднеквадратичное значение напряжения дробовых шумов

V объем [м³]
V потенциал
V_D потенциал диффузии
$\mathbf{v}$ скорость [м/сек]

W энергия
w эффективная толщина базы
w_o геометрическая толщина базы

x расстояние
x_b толщина перехода

y_{11} полная входная проводимость при короткозамкнутом выходе

y_{12} полная проводимость обратной связи при короткозамкнутом входе

y_{21} полная проходная проводимость при короткозамкнутом выходе

y_{22} полная выходная проводимость при короткозамкнутом входе

Z порядковый номер элементов в периодической системе Менделеева

z_{11} входной импеданс при разомкнутом выходе

z_{12} импедаяс обратной связи при разомкнутом входе

z_{21} проходной импеданс при разомкнутом выходе

z_{22} выходной импеданс при разомкнутом входе

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Внимание технической общественности за последние годы все более и более привлекают кристаллические приборы (аналогичные электровакуумным лампам), которые являются особым видом полупроводниковых приборов, имеющих большие возможности для их применения в слаботочной технике, в электронике, автоматике, механике, а также и в технике сильных токов. Преимущества полупроводниковых приборов заключаются главным образом в том, что они имеют большой коэффициент полезного действия, большую электричекую стабилность во времени, малый вес, малые габариты и большую экономичность.

Что такое полупроводниковые приборы? Мы определяем их как двухэлектродные или многоэлектродные приборы, основанные на электронных полупроводниках часто с нелинейной а иногда и с несимметричной электропроводностью. На электропроводность ядра кристаллического прибора, т. е. кристалла полупроводника, можно воздействовать различными способами, например, температурой, электрическим или магнитным полями, электромагнитным излучением с самыми различными длинами волн, начиная с инфракрасных и кончая γ-излучением, корпускулярным излучением а также механическими силами. При этом кристаллический прибор может служить в качестве индикатора вышеупомянутых явлений (т. е. в качестве измерительного элемента) или в качестве средства для преобразования подводимой энергии в энергию иного вида (т. е. например, в качестве генераторов электрической энергии) и, наконец, в качестве релейного или управляющего устройства, когда при помощи небольшой подводимой энергии регулируется значительно большая энергия (т. е. в качестве усилителей и генераторов). В большой степени используется несимметричная проводимость для выпрямления переменного тока или нелинейный характер элемента для целей стабилизации и управления.

В *таблице 1* приведен систематический обзор часто встречающихся зависимостей. (Элементы, в которых используются ферромагнитные или пьезоэлектрические свойства, в таблицу не входят).

Таб. 1. Обзор полупроводниковых элементов сопротивления

Полупроводники / Влияние на проводимость	двухэлектродные		многоэлектродные
	симметричные	несимметричные	
Электрическое поле	сопротивления, зависящие от напряжения	диоды	транзисторы
Магнитное поле	приборы для измерения магнитной индукции на сопротивлениях (гауссметры)		
Температура	термисторы		
Электромагнитное и корпускулярное излучения	фотосопротивления	фотодиоды	фототранзисторы
Механические силы	сопротивления, зависящие от давления		

Кроме этой группы пассивных элементов, существует еще группа активных элементов, которые могут преобразовывать приводимую энергию в энергию иного вида, например, фотоэлементы, термоэлементы и проч.

Иэ группы вышеупомянутых полупроводниковых элементов к кристаллическим приборам принадлежат диоды и транэисторы, а также еще фотодиоды. Основным их свойством мы считаем нели-

нейную и несимметричную проводимость, обусловленную, главным образом, p-n-переходом.

В дальнейшем мы рассмотрим только эту группу.

1.2 ЗНАЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КРИСТАЛЛА

Необходимо сразу же уяснить большое значение, которое имеет полупроводниковый кристалл в качестве среды, где протекают все процессы, связанные с функцией кристаллических приборов.

В чем заключается сущность электронной лампы как вакуумной, так и кристаллической? И та и другая служат прежде всего для целей усиления; это значит, что небольшая энергия используется для управления энергией большого вспомогательного источника. Для пояснения возьмем в качестве примера электромагнитное реле. Небольшой управляющий ток в катушке электромагнита притягивает якорь и замыкает контакты, через которые потечет значительно бо́льший ток за счет батареи. В данном случае речь идет об изменении электропроводности в рабочем контуре посредством изменения эффективного сечения участка линии от нуля до конечной величины при помощи замыкания контактов реле. Это подобно явлению, когда, вследствие изменения удельной проводимости посредством управляющего сигнала при постоянном сечении проводника, увеличивается количество свободных носителей то́ка. Это используется в электронных лампах.

В электровакуумном приборе электроны, эмитированные из накаленного катода в откаченное пространство баллона лампы, при своем движении к аноду с положительным потенциалом регулируются управляющей сеткой. Вакуум в баллоне лампы создает благоприятные условия для движения электронов, эмитированных катодом.

Тоже самое происходит и в кристаллическом приборе. Более или менее совершенная кристаллическая решетка полупроводника позволяет свободным носителям тока, которые образуются в кристалле, продвигаться до известной степени беспрепятственно без подвода дополнительной энергии. Для этого вполне достаточно нормальной тепловой энергии решетки, благодаря чему здесь нет надобности подогревать катод, что необходимо делать в электровакуумном приборе.

Поток эмитированных носителей тока от эмиттера в кристалл оказывает воздействие на ток коллектора и таким образом получается эффект усиления. Следовательно, кристалл со своими пра-

вильно расположенными атомами несет функцию откаченного баллона, т. е. является средой, которая способствует свободному движению носителей тока. Таким образом, в данном случае не требуется откачки, условия не изменяются во времени, «вакуум« не может ухудшиться; следовательно, кристаллический прибор может работать при нормальном атмосферном давлении, он не может разбиться, обладает небольшими габаритами и с точки зрения технологии он значительно проще, чем электровакуумный прибор.

Мы различаем разные типы транзисторов в зависимости от того, в какой форме осуществляется влияние концентрации носителей тока в кристалле для увеличения проводимости. Однако из этого в общем простого соображения следует, что полупроводниковый кристалл должен быть по возможности наиболее совершенным для того, чтобы носители тока могли в нем беспрепятственно перемещаться. Это значит, что полупроводники должны изготовляться весьма тщательно, материал должен быть чистым, в виде монокристалла без дефектов, напряжений или иных недостатков. Вследствие этого производство кристаллов является сложным и дорогостоящим; однако при малых размерах кристаллических пластинок для производства отдельных полупроводниковых приборов это не оказывает большого влияния на цену последних.

1.3 ЧТО ТАКОЕ ПОЛУПРОВОДНИК?

Полупроводниками считаем большую группу кристаллических материалов, которые при комнатной температуре обладают электронной проводимостью в пределах приблизительно от 10^4 . ом$^{-1}$ . . см$^{-1}$ до 10^{-12} . ом$^{-1}$. см$^{-1}$. Эта область довольно широка и нужно констатировать, что в отношении механизма проводимости нет разницы между полупроводником и диэлектриком. Металлы, которые обычно обладают очень большой проводимостью, отличаются от полупроводников тем, что их проводимость при температуре абсолютного нуля не исчезает, как это имеет место у полупроводников. Однако, как замечает Спенкэ [1], это утверждение вызывает возражения, если принять во внимание явление сверхпроводимости, например, ниобнитрида и ниобгидрида. Эти материалы не могут быть отнесены к металлам, а в качестве полупроводников они противоречат всем правилам.

Для полупроводников характерна большая чувствительность электропроводности к незначительным отклонениям от точного состава или от прибавлений чужеродных веществ, так называемых

примесей. Например, отклонение от идеального стехиометрического состава на $10^{-4}\%$ может изменить электропроводность в 10^4 раз, а добавление $10^{-4}\%$ чужеродного вещества может оказать решающее влияние на свойства полупроводника.

Из дальнейших факторов, которые оказывают влияние на электрические свойства полупроводников, следует упомянуть действие термической обработки в атмосфере различных газов, структуру материала, т. е. различие между поликристаллическим и монокристаллическим материалами, микроскопическое выпадение в осадок дальнейшей фазы на границе кристаллитов, состояние поверхности полупроводника, электрическое и магнитное поля, температуру, свет и т. д.

Неудивительно поэтому, что в физике полупроводников мы часто встречаемся с почти необозримым количеством самых разнообразных явлений, которые, казалось бы, противоречат друг другу. Несмотря на это, во всем мире уделяют все более и более внимания полупроводникам, так как их техническое применение позволяет часто находить совершенно новые и значительно лучшие решения проблем в широкой области. Мы приведем только выпрямители, транзисторы, фотосопротивления и фотоэлементы, термисторы, термоэлементы, люминофоры для электроннолучевых трубок и рентгеновских экранов, светочувствительные эмульсии, защитное покрытие металлов, коррозию и т. д.

Естественно, что упомянутые проблемы выходят значительно за рамки настоящей книги, вследствие чего мы ограничимся проблемами транзисторов, диодов и фотоэлементов, которые возникают у элементов четвертой группы периодической системы Менделеева, т. е. прежде всего у германия и кремния и у сплавов типа $A^{III} B^{V}$.

1.4 ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Весьма интересно проследить развитие различных направлений, которые привели к современному состоянию техники полупроводников и в особенности кристаллических приборов. Подробный обзор читатель найдет в литературе [2, 3, 4], а здесь мы ограничимся только самыми важными данными, которые оказали влияние на развитие кристаллических приборов.

Первое упоминание о полупроводниках мы находим у М. Фарадея [5], который в 1833 году определил, что сульфид серебра обладает отрицательным температурным коэффициентом сопротивления в противоположность поведению металлов (термисторы). Дальнейший вклад внес в прошлом столетии Беккерель [6],

который в 1839 году определил, что свет, падающий на поверхность электрода в электролите, возбуждает напряжение (фотоэлемент). В 1873 году Смит [7] наблюдал, что свет оказывает воздействие на сопротивление селена (фотоэлектропроводность).

В 1874 году Браун [8] определил несогласованность с законом Ома на разделе между металлами и различными природными сульфидами, как галенит и пирит. Таким образом, он открыл контактный детектор (выпрямитель). В 1876 году Адамс и Дэй [9] сконструировали из селена первый вентильный фотоэлемент, а в 1883 г. Фриттс сделал из этого же материала первый твердый выпрямитель [10]. Фотоэлектрические свойства селена описал Б. И. Ульянин [2].

В восьмидесятых годах прошлого столетия были, следовательно, известны уже четыре основных свойства полупроводников: 1) отрицательный температурный коэффициент сопротивления, 2) выпрямление, 3) фотоэлектропроводность и 4) вентильный фотоэлектрический эффект.

Хотя Г. Герц демонстрировал электромагнитные волны уже в 1888 году, однако только в 1904 году стало известно, что полупроводниковые выпрямители могут хорошо служить в качестве детекторов высокочастотных колебаний [11, 12]. Заслуживает внимания то обстоятельство, что уже в то время кремний применялся в качестве наиболее стабильного, а галенит в качестве наиболее чувствительного детектора. Пирс при этом привел доказательство, что выпрямление не является тепловым эффектом [12], как это предполагалось до того времени.

С 1904 по 1906 год А. Ф. Иоффе [2] изучал фотоэлектропроводность ионных кристаллов.

Твердые выпрямители Cu_2O и Se а также фотоэлектрические элементы из этих веществ были освоены в промежутке между 1920 и 1930 годами [13, 14].

Развитие радиовещания в годы после первой мировой войны способствовало широкому применению кристаллических детекторов, и следует обратить внимание на то, что О. В. Лосев [2] уже в то время наблюдал отрицательные характеристики точечного детектора и установил возможность его использования для усиления переменных токов. Этот предшественник транзисторов, конечно, не мог в полной мере себя проявить, так как в то время отсутствовали как материальные и технологические, так и теоретические предпосылки для успешного применения кристаллических приборов. Бурное развитие электровакуумных приборов отодвинуло в сторону в то время несовершенные кристаллические детекторы.

Промышленное использование полупроводников в качестве

выпрямителей и фотоэлектрических элементов было стимулом для интенсивного теоретического изучения наблюдаемых явлений. В 1931 году А. Г. Вильсон сгруппировал все известные в то время явления и создал модель полупроводников [15]. Давыдов [16], Мотт [17] и Шоттки [18] одновременно разработали теорию выпрямителей.

Уже в 1939 году Давыдов [16] высказал предположение, что место выпрямления находится на разделе двух полупроводников n- и p-типов и убедительно отстаивал роль неосновных носителей тока. Однако его теория не возбудила должного внимания, хотя Давыдов разработал ее также и для фотоэлектрического явления [19], [20]; всего только несколько лет тому назад эта теория была вновь открыта и всеми признана.

Во время второй мировой войны старый точечный детектор вновь появился в более совершенной форме. Дело в том, что для радиолокаторов не было вакуумных диодов, которые могли бы с достаточной чувствительностью детектировать сантиметровые волны. Было установлено, что комбинация кристалла кремния с вольфрамовым точечным контактом удовлетворяет всем требованиям. Были разработаны способы очистки и дотации кремния [21] с целью получения необходимых качеств [22], причем был открыт p-n-переход [23].

Уже в тридцатых годах была хорошо известна аналогия между вакуумным диодом и полупроводниковым выпрямителем и много исследователей искало пути для проведения аналогии между вакуумными и полупроводниковыми триодами и для разработки активного полупроводникового прибора, который мог бы быть использован в качестве усилителя. Казалось, что достаточно только вставить в селеновый выпрямитель тонкую сетку и при ее помощи регулировать ток, как это делается в вакуумном триоде. Эти эксперименты не могли увенчаться успехом уже только потому, что толщина активного слоя выпрямителя составляет всего 10^{-4} см. Гильш и Поль [24] действительно вставили сетку в щелочно-галоидный кристалл, в котором можно получить толщину запорного слоя в 1 см, и создали таким образом активный кристаллический триод. Однако, вследствие его ионной проводимости, максимальная рабочая частота была всего 1 гц.

В настоящее время мы уже знаем, почему все подобные опыты должны были окончиться неуспешно. Возникает вопрос, почему же в период между 1930 и 1940 годами не была лучше известна теоретическая связь и главным образом назначение неосновных носителей тока, если уже в то время существовало такое большое количество экспериментальных наблюдений. Теперь мы знаем,

что причина заключалась в том, что эксперименты проводились с весьма сложными и, следовательно, неподходящими полупроводниками, главным образом с Se и Cu_2O, которые нельзя получить достаточно чистыми. Только позже, когда вследствие большого значения кристаллических детекторов для радиолокаторов научные работники были вынуждены глубже изучить кремний и германий, упомянутые элементы были ими исследованы и изготовлены с недосягаемой до недавнего времени чистотой. Тиль и Литль [25] выращивали первые монокристаллы германия, а затем Тиль и Бухлер [26] монокристаллы кремния. Большое продвижение вперед принесла зонная рафинация, разработанная Пфаном [27], при которй можно простыми средствами достигнуть чистоты до 10^{-10}, и в настоящее время германий является наиболее чистым изготовляемым промышленностью веществом в мире. Сотрудники университетов в Пенсильвании и в Пардю [28], [29] основательно исследовали кристаллы германия и кремния с различными примесями и пришли к выводу, что элементы пятой группы в качестве примесей способствуют проводимости n-типа, а элементы третьей группы способствуют проводимости p-типа. Было установлено, что модель Вильсона позволяет объяснить полученные результаты измерений. Взаимодействие электронов, дырок, доноров и акцепторов можно было объяснить при помощи закона Гульдберг-Ваага. Однако самым важным было познание, что произведение концентраций свободных дырок и электронов выражено простой универсальной функцией температуры независимо от концентрации примесей;

$$np = K \exp(-\Delta E/kT),$$

где основное различие между отдельными полупроводниками состоит в величине энергии активации ΔE; зависимость постоянной K от температуры весьма незначительна. У собственного полупроводника $n = p$. При дотации результирующая концентрация носителей тока при полной ионизации примесей определяется разностью между концентрацией доноров и концентрацией акцепторов.

Однако прогресс был достигнут не только в вопросе объемных качеств, но также и в проблеме поверхностных качеств. Несовершенство теории Шоттки заключается в том, что она не учитывает то обстоятельство, что на поверхности полупроводника всегда имеется слой с поверхностным зарядом, это так называемые поверхностные состояния, которые экранируют внутренний объем полупроводника [30].

В связи с этим следует заметить, что советский физик И. Е. Тамм [31] уже в 1932 году высказал предположение о существо-

вании поверхностных состояний, но в то время этот вопрос не мог быть поставлен на рассмотрение и значению высказанного предположения не было уделено достаточного внимания. Бардин и Браттэйн [32] при экспериментах по определению поверхностных состояний изобрели точечный транзистор. При этом было выяснено, какое большое значение имеют неосновные носители тока. Это обстоятельство не было определено ранее только потому, что концентрация неосновных носителей тока обычно очень мала, например, 1 см^3 Cu_2O содержит всего 1 электрон, и только в чистом германии и в чистом кремнии их концентрация более значительна.

Вследствие сложных соотношений в точечном транзисторе, Шокли [33] сначала рассмотрел более простые модели и разработал теорию p-n-переходов и плоскостных транзисторов [34]. В результате этого были практически реализированы на основе p-n-переходов выпрямители [35], [36] и плоскостные транзисторы p-n-p-типа [37], [38], [39].

С целью получения p-n-переходов требуемого качества были разработаны различные технологические процессы. Вплавление металла в полупроводник по Холлу [35], благодаря своей простоте, стало общепринятым. Диффузия из газообразной фазы способствовала развитию силовых кремниевых выпрямителей [40] и весьма эффективных фотоэлементов (солнечная батарея) [41]. Переходы, образованные во время вытягивания монокристалла, были разработаны уже раньше [37], [38].

Таким образом, были разработаны основные процессы для практического производства полупроводниковых приборов. Но работа продолжается и технология постоянно улучшается. Интересно проследить, как научное исследование привело к практическим результатам и, наоборот, как техническое применение полупроводников способствовало их теоретической разработке.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 1

1 *Spenke, E.:* Elektronische Halbleiter; Springer, Berlin 1955.
2 *Иоффе, А. Ф.:* Полупроводники в современной физике; Изд. А. Н. СССР, Москва—Ленинград 1954.
3 *Herold, E. W.:* Semiconductors and transistors; Journal of the Franklin Institute, 259 (1955), стр. 87—106.
4 *Pearson, G. L., Brattain, W. H.:* History of semiconductor research; Proc. IRE, XII (1955), стр. 1794—1806.
5 *Faraday, M.:* Experimental researches in electricity; B. Quaritsch, London, 1 (1839), стр. 122—124.
6 *Becquerel, A. E.:* Comptes Rendues de lac. de sci., 9 (1839), стр. 711—714.
7 *Smith, W.:* The action of Light on selenium; Journ. Soc. Telegraph Eng., 2 (1873), стр. 31—33.

8 *Braun, F.:* Ueher die Stromleitung durch Schwefelmetalle; Ann. Phys. Chem., 153 (1874), стр. 556—563.
9 *Adams, W. G., Day, R. E.:* The action of light on selenium; Proc. Roy. Soc. London, 25 (1876), стр. 113—117.
10 *Fritts, C. E.:* A new form of selenium cell; American journ. of science, 26 (1883), стр. 465—472.
11 *Bose, J. C.:* US Patent 755, 840, 1904.
12 *Pierce, G. W.:* Crystal rectifiers for electric currents and electrical oscilators; Phys. Rev., 25 (1907), стр. 31—60.
13 *Grondahl, L. O., Geiger, P. H.:* A new electronic rectifier; Transactions Am. inst. el. eng., 46 (1927), стр. 357—366.
14 *Lange, B.:* Die Photoelemente und ihre Anwendung; J. A. Barth, Leipzig 1936.
15 *Wilson, A. H.:* The theory of electronic semiconductors; Proc. Roy. Soc. London, A 133, (1931), стр. 458—491, A 134, (1931), стр. 277—287.
16 *Davydov, B. J.:* On the Contact resistence of semiconductors; Journ. Phys. USSR, 1 (1939), стр. 87—95.
17 *Mott, N. F.:* The theory of crystali rectifiers; Proc. Roy. Soc. London, 171 (1939), стр. 27—38.
18 *Schottky, W.:* Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht und Spitzengleichrichter; Z. Phys. 113, (1939), стр. 367—414.
19 *Davydov, B. J.:* On the photoelectromotive force in semiconductors; Journ. Techn. Phys. USSR, 5 (1938), стр. 79—86.
20 *Davydov, B. J.:* The rectifying action of semiconductors; Journ. Techn. Phys. USSR, 5 (1938), стр. 87—95.
21 *Scaff, J. H., Theurerer, H. C., Schumacher, E. E.:* P-type and n-type silicon and the formation of the photovoltaic barrier in silicon ingots; Transact. Am. Inst. Mining and Eng., 185 (1949), стр. 383—388.
22 *Scaff, J. H.:* US Patent, 2, 402.582, 1941.
23 OHL, R. S. Patent 2, 402.662, 1941.
24 *Hilsch, R., Pohl, R. W.:* Steuerung von Electronenströmen mit einem Dreielektrodenkristall und ein Modell einer Sperrschicht; Z. Phys. 11, (1938), стр. 399—408.
25 *Teal, G. K., Little, J. B.:* Growth of Germanium single crystals; Phys. Rev., 77 (1950), стр. 809—813.
26 *Teal, G. K., Buehler, E.:* Growth of silicon crystals and of single crystal silicon P—N junctions; Phys. Rev., 87 (1952), стр. 190.
27 *Pfann, W. G.:* Principles of Zone refining; Transactions Am. Inst. Mining and Met. Eng., 194 (1952), стр. 747—753.
28 *Lard-Horovitz, J., Johnson. V. A.:* Theory of resistivity in germanium alloys; Phys. Rev., 69 (1946), стр. 258.
29 *Pearson, G. L., Bardeen, J.:* Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus; Phys. Rev., 75 (1949), стр. 865—883.
30 *Bardeen, J.:* Surface states and rectification at a metal to semiconductor contact; Phys. Rev., 71 (1947), стр. 717—727.
31 *Tamm, I.:* Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen; Phys. Z. Sowjet Union 1, (1932), стр. 733—746.
32 *Bardeen, J., Brattain, W. H.:* The transistor, a semiconductor triode; Phys. Rev., 74 (1948), стр. 230—231.
33 *Shockley, W., Pearson, G. L., Haynes, J. R.:* Hole injection in germanium; Bell Syst. Techn. Journal, 28 (1949), стр. 344—366.
34 *Shockley, W.:* The theory of P—N junctions in semiconductors and P—N junction transistors; Bell Syst. Techn. Journal, 28 (1949), стр. 435—489.

35 *Hall, R. N., Dunlap, W. C.:* P—N junctions prepared by impurity diffusion; Phys. Rev., 80 (1950), стр. 867—868.
36 *Pearson, G. L., Sawyer, B.:* Silicon P—N junction alloy diodes; Proc. IRE. 40 (1952), стр. 1348—1351.
37 *Shockley, W., Sparks, M., Teal, G. K.:* P—N junction transistors; Phys. Rew., 83 (1951), стр. 151—162.
38 *Wallace, R. L., Pientenpol, W. J.:* Some circuit properties and applications of N—P—N transistors; Bell Syst. Techn. Journ., 30 (1951), стр. 530—563.
39 *Saby, J. W.:* Fused impurity P—N—P transistors; Proc. IRE 40 (1952), стр. 1358—1360.
40 *Pearson, G. L., Fuller, C. S.:* Silicon P—N junction power rectifiers and lightning protectors; Proc. IRE, 42 (1954), стр. 760.
41 *Chapin, D. M., Fuller, C. S., Pearson, G. L.:* A new silicon P—N junction photocell for converting solar radiation into electrical power; Jour. appl. Phys. 25 (1954), стр. 676—677.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

В последние годы физика полупроводников заняла такую обширную область, что мы должны в настоящей книге ограничиться только проблемами, которые непосредственно относятся к нашей тематике. Ввиду этого, отпадут проблемы ионной проводимости, магнитных свойств и большая часть оптических проблем. Прежде всего мы должны рассмотреть механизм проводимости электронных полупроводников в рамках зонной модели. Главным представителем электронных полупроводников является германий; как выяснилось за последнее десятилетие, он является наиболее подходящим веществом, на котором как экспериментатор, так и теоретик могут количественно рассматривать закономерности, которые у иных полупроводников теряются во множестве второстепенных явлений.

2.1 КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Твердая фаза образуется посредством группировки атомов или молекул, взаимное положение которых не изменяется.

Если эта группировка хотя бы на микроскопических участках закономерна, то мы можем говорить о кристаллической структуре. При этом атомы составляют кристаллическую решетку, а определенное сочетание атомов, так называемая элементарная ячейка, повторяется в любом направлении. Зонная модель предполагает кристаллическую структуру, а полупроводник в буквальном смысле слова может существовать только в виде кристалла. Не обязательно, чтобы эта кристаллическая структура была явно в макроскопических масштабах; нормально это — поликристаллическое вещество, и только при особых обстоятельствах оно может проявлять себя как монокристалл. Однако в макроскопических размерах существует кристаллическая решетка, в чем легче всего можно убедиться посредством рентгеновского структурного анализа.

В связи с этим необходимо заметить, что существует группа аморфных веществ (к ним относится, например, стекловидная модификация селена), которые обладают свойствами полупроводников, хотя и не имеют явно выраженную кристаллическую решетку. Они обладают электронной проводимостью, у них можно определить эффект Холла, в них наблюдается внутренний фотоэффект и т. д. Такое поведение по мнению А. Ф. Иоффе объясняется

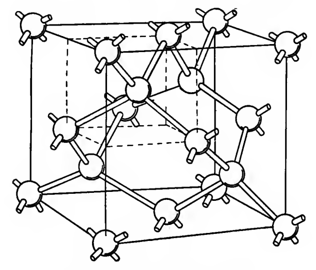


Рис. 1. Схема алмазной решетки [39]

тем, что при аморфной структуре имеет место определенный, так называемый «ближний порядок», посредством которого можно объяснить наблюдаемые явления. Однако все это является исключением, и мы будем в дальнейшем для важных в техническом отношении полупроводников предполагать, что они имеют кристаллическую структуру и для практических целей наиболее совершенную форму монокристалла.

Все полупроводники, которые в настоящее время применяются для кристаллических приборов, при кристаллизации образуют так называемую алмазную решетку *(рис. 1)*.

Здесь каждый атом окружен четырьмя соседними атомами. Связь осуществляется посредством четырех валентных электронов. Это — ковалентная связь, как например, в молекуле водорода, где существуют так называемые силы замещения, когда электроны

двух любых атомов объединяются на одной орбите, охватывающей ядра обоих атомов, отчего получается необыкновенно устойчивая связь между двумя атомами. Так в германии имеются ионы Ge^{4+} и валентные электроны являются связью между ними.

Эта корпускулярная модель дополняется не вполне наглядной зонной моделью, в которой четыре валентных электрона полностью занимают энергетическую зону, которая называется вследствие этого валентной зоной.

Кристаллическая решетка алмаза обладает кубической симметричностью, и координаты атомов будут 000, 0 $^1/_2$ $^1/_2$, $^1/_2$ 0 $^1/_2$, $^1/_2$ $^1/_2$ 0, $^1/_4$ $^1/_4$ $^1/_4$, $^1/_4$ $^3/_4$ $^3/_4$, $^3/_4$ $^1/_4$ $^3/_4$, $^3/_4$ $^3/_4$ $^1/_4$. Атомы занимают вершины и грани элементарного куба и, кроме того, еще центр каждого второго куба.

Постоянная решетки (Å) некоторых элементов:

Алмаз	3,56
Ge	5,62
Si	5,42
Sn	6,46

2.2 ЗОННАЯ МОДЕЛЬ

Кристалл образуется посредством группировки большого количества атомов в определенных узлах кристаллической решетки; таким образом, собственно говоря, и образуется крупная молекула. Поэтому становятся понятными те теории, которыми пытались разрешить проблемы, касающиеся поведения электронов в кристаллах, исходя из атома (Гейтлер-Лондон) или рассматривая большой комплекс атомов в целом, согласно методу молекулярных собственных функций (Гунд-Мюлликэн). Если возникает вопрос относительно разрешенных величин энергий электронов, то уже само название «зонная модель» содержит в себе ответ на этот вопрос.

Схема «термов» — уровней энергии — содержит попеременно разрешенные и запретные области, что можно легко понять с точки зрения качества.

Электрон изолированного атома может находиться только в совершенно точно определенных энергетических состояниях, определяемых квантовыми условиями. При группировке атомов в кристалл эти дискретные величины энергетических состояний расщепляются на большое количество энергетических величин, расположенных близко друг к другу, и таким образом создаются энергетические зоны. У полупроводников решающее значение

имеет последняя полностью заполненная при температуре абсолютного нуля зона, которую мы обозначаем как зону валентную, и следующая за ней зона разрешенных энергий, которая при абсолютном нуле остается совершенно свободной и называется зоной проводимости. Между обеими этими зонами расположена запретная зона, ширина которой обозначена буквой E. Согласно принципу Паули в полупроводнике каждый терм заполнен двумя электронами, которые занимают все имеющиеся энергетические уровни, начиная с самого низкого. Следовательно, при 0°K все уровни вплоть до определенной максимальной энергии (верхний уровень валентной зоны) заняты и все выше расположенные уровни останутся свободными. Если в последней зоне заняты все уровни, то такое вещество при 0°K будет диэлектриком.

В металлах же последняя зона занята только наполовину или частично перекрывается со следующей свободной зоной, вследствие чего электроны могут получать энергию за счет электрического поля и занимать более высокие энергетические состояния; а это значит, что может протекать электрический ток. В полупроводнике, наоборот, электрическое поле при 0°K не может ускорить движение электронов, так как в противном случае это означало бы, что электроны получают дополнительную кинетическую энергию, т. е. что они будут находиться на более высоком энергетическом уровне, чем нормально. Но так как в данном случае высшие уровни не существуют, то, следовательно, электроны не могут получить кинетическую энергию от электрического поля, т. е. не могут продвигаться в электрическом поле и, таким образом, не могут оказывать воздействия на электропроводность.

2.21 СОБСТВЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Стехиометрически составленные кристаллы с ковалентной связью и с идеальной кристаллической решеткой без чужеродных атомов, как например, чистый германий или кремний, относятся к группе собственных полупроводников; это значит, что в проводимости этих полупроводников участвуют носители тока, происходящие из собственной кристаллической решетки. Уже при нормальной температуре тепловая энергия (в предположении, что ширина запретной зоны, находящейся между валентной зоной и зоной проводимости, не особенно велика) имеет настолько большую величину, что по крайней мере небольшое количество электронов обладает такой энергией, которая может продвинуть электроны через запретную зону и ввести их в зону проводимости. Эти электроны могут свободно передвигаться и под действием электрического поля

могут создавать электрический ток. К тому же в валентной зоне образуются и свободные дырки, которые также могут свободно перемещаться и тем самым принимать участие в электропроводности (см. *рис. 2*).

Движение дырок на первый взгляд кажется непонятным, однако мы можем исходить либо из представлений об электронах

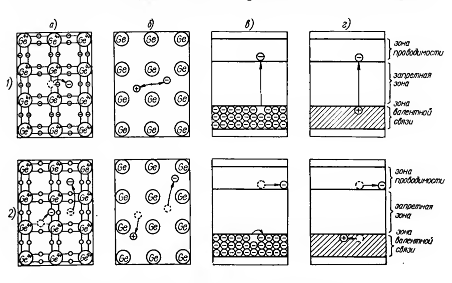


Рис. 2. Собственный полупроводник

Схематическое изображение образования свободного электрона и свободной дырки посредством нарушения валентной связи между двумя атомами германия (ряд 1). Во втором ряду изображено движение свободного электрона и дырки в электрическом поле. Здесь применены различные способы изображения: *а)* Атомная модель. Видны (в двухмерной модели) связи между атомами германия. Дырка ведет себя как недостающий электрон в одной валентной связи. Движение дырки осуществляется скачком соседнего электрона на свободное место. *б)* Атомная модель. При передаче энергии образуется пара; электрон (отрицательный заряд) и дырка (положительный заряд). *в)* Зонная модель. Дырка ведет себя как недостающий электрон в полностью заполненной зоне. Движение дырки осуществляется скачком соседнего электрона на свободное место. *г)* Зонная модель. Электроны и дырки изображены как свободные подвижные частицы с отрицательным или положительным зарядами. Большая подвижность электронов при действии электрического поля изображена бо́льшим расстоянием передвижения, чем у дырок.

и утверждать, что под действием электрического поля соседний электрон всегда перескочит на свободное место, освобождая тем самым занимаемое им ранее место, т. е. дырка перемещается в направлении, противоположном движению электронов, или же мы можем предполагать существование дырок как самостоятельных носителей тока подобно электронам с той только разницей, что они обладают положительным зарядом. Последнее представление для

практики является наиболее простым, и мы говорим о дырках, как о положительных носителях тока. Более сложный механизм движения дырок приводит к большей эффективной массе и к меньшей подвижности дырок по сравнению с электронами.

Нас интересует концентрация электронов и дырок как функция температуры собственного полупроводника согласно модели Вильсона [1, 2].

Согласно теории [12, 31, 61] количество электронов n и количество дырок p в пространственной единице определяется уравнением

$$n = p = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{2kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} . (m_1 m_2)^{\frac{3}{4}} . \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \qquad (2-1),$$

где m_1 и m_2 обозначают эффективную массу электронов и дырок соответственно. Измеряя температурную зависимость проводимости σ, которая пропорциональна концентрации носителей тока, мы можем определить величину ΔE, т. е. ширину запретной зоны $(E_2 - E_1)$ в предположении, что подвижность не зависит от температуры (что часто допускают ввиду превышения влияния экспоненциальной функции). Если изобразить $\log \sigma$ как функцию $1/T$, то получится прямая, наклон которой является мерой для энергии активации ΔE.

В теории существует понятие об эффективной массе электрона, которая отличается от массы покоя свободного электрона. Эффективная масса электрона определяется уравнением

$$F = m_{ef}\, \mathrm{d}v/\mathrm{d}t$$

Это значит, что в данном случае поступают аналогично как в классической механике. Эффективная масса фигурирует в качестве коэффициента пропорциональности между скоростью электрона и силой, действующей на него. Аналогичное соотношение справедливо и для эффективной массы дырок. Большое взаимодействие «свободного» электрона с кристаллической решеткой, которое не выражено в приведенном уравнении, приводит к изменению эффективной массы. То обстоятельство, что эффективная масса m_{ef} в узких зонах велика, объясняется сильной связью электрона вблизи ядра. Не так легко объяснить зависимость эффективной массы от положения электрона в зоне и совершенно непонятно с привычной точки зрения, что эффективная масса электрона вблизи верхнего края валентной зоны может быть отрицательной.

Это можно объяснить тем, что вблизи верхнего края валентной зоны электроны отражаются, а это значит, что падающие и отра-

женные волны де Брогля имеют одинаковую величину, т. е. образуется стоячая волна. Однако это является только иным выражением того, что электрон находится в состоянии покоя. Это спокойное состояние электронов формально выражается эффективной массой. Практически это значит, что в полностью занятой валентной зоне электроны не участвуют в электропроводности. В нижней части зоны электроны под действием электрического поля получают ускорение, а в верхней части они, наоборот, вследствие своей отрицательной массы замедляются, так что обе составляющие взаимно компенсируются.

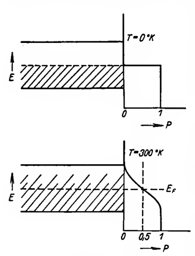


Рис. 3. Изображение функции распределения Ферми-Дирака в проводнике с частично заполненной зоной. (Вероятность, что уровень будет занят, обозначена буквой P)

Эффективные массы, входящие в уравнение (2—1), относятся к величинам верхнего края валентной зоны и нижнего края зоны проводимости; а в той области, где надо их учитывать, их можно принять за постоянные величины.

Для получения количественных соотношений плотности электронов и дырок воспользуемся без доказательств двумя выводами из теории твердой фазы. Во-первых, функцией распределения Ферми—Дирака из квантовой статистики, которая дает вероятность того, что определенный энергетический уровень E занят электроном; и во-вторых, выражением из квантовой механики, определяющим плотность квантовых состояний в определенных пределах энергий.

Функция распределения Ферми — Дирака дает

$$\mathrm{f}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{(E - E_\mathrm{f})}{kT}\right) + 1} \qquad (2—2)$$

где постоянная E_f это — так называемый уровень Ферми. Как видно из уравнения (2—2) это — уровень с вероятностью заполнения $^1/_2$, так как для $E = E_\mathrm{f}$ будет $\mathrm{f}(E) = {}^1/_2$. На рис. 3 изображена функция распределения Ферми — Дирака для проводника, последняя

зона которого только частично заполнена электронами. Мы видим, что при температуре 0°K уровень Ферми отделяет заполненные состояния от свободных. При более высоких температурах уровень Ферми отделяет состояния в основном заполненные от состояний большей частью свободных. Можно доказать, что функция распределения по отношению к E_f будет симметричной.

В собственном полупроводнике количество электронов равно количеству дырок; поэтому из симметрии функции распределения следует, что уровень Ферми E_f расположен приблизительно в середине между валентной зоной и зоной проводимости. То обстоятельство, что уровень Ферми не находится точно в середине, объясняется тем, что эффективная масса электронов отличается от эффективной массы дырок. Энергия Ферми в собственном полупроводнике обозначается буквой E_i и в иных случаях применяется в качестве уравня сравнения. Необходимо подчеркнуть, что функция распределения дает только вероятность заполнения определенного уровня. Так как концентрация носителей не является постоянной, а представляет, собственно, динамический процесс, то функция распределения определяет только среднее значение действительного распределения электронов во времени.

2.22 НОСИТЕЛИ ТОКА В СОБСТВЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

На основании предположения, что ширина запретной области между валентной зоной и зоной проводимости не превышает приблизительно 1 эв, следует, что уже нормальная тепловая энергия решетки является достаточной для того, чтобы некоторые валентные электроны могли попасть в зону проводимости. В этой зоне они свободно перемещаются и во время своего существования могут участвовать в электропроводности. Одновременно и дырки в валентной зоне увеличивают проводимость, так как теперь имеется достаточно места для передвижения остальных валентных электронов. Таким образом, вследствие тепловой ионизации возникают пары электрон—дырка, которые создают определенную концентрацию свободных носителей. Эта концентрация является результатом динамического равновесия между образованием и гибелью свободных электронов и дырок, так как после определенного времени образованные дырки и электроны вновь рекомбинируют. Генерацию, т. е. образование носителей, можно считать постоянной и независимой от количества уже образованных электронов и дырок, так как запас связанных электронов несравнимо больше, чем концентрация свободных носителей. Образование носителей

зависит исключительно от типа кристалла, т. е. от ширины запретной зоны и от температуры; следовательно, можно написать

$$G = A \, . \exp\left(\frac{-\Delta E}{2kT}\right) = g = \text{konst (для } T = \text{konst)} \qquad (2-3)$$

Как только образуются свободные электроны и дырки, начинается рекомбинация; это значит, что электроны могут возвратиться обратно в валентную зону и пара электрон—дырка прекратит существование. Эта рекомбинация R будет пропорциональна концентрации свободных электронов n и концентрации свободных дырок p. Следовательно,

$$R = rnp \, , \qquad (2-4)$$

где r обозначает вероятность осуществления рекомбинации. При тепловом равновесии произойдет равновесие между образованием и гибелью носителей, которое настанет в том случае, когда образование носителей будет равно рекомбинации, т. е.

$$g = rnp \qquad (2-5)$$

$$np = g/r = n_i^2 \qquad (2-5a)$$

Собственная концентрация электронно-дырочных пар n_i является характеристической постоянной для данного полупроводника и для данной температуры. Уравнение (2—5a) является весьма важным, так как оно определяет концентрацию дырок, если известна концентрация электронов. Концентрация n_i иногда называется инверсионной, так как при ней проводимость n-типа переходит в проводимость p-типа. По теории Вильсона согласно уравнению (2—1) требуется, например, для германия, у которого $\Delta E = 0{,}72$ эв, чтобы при $T = 300$ °K было

$$n_i = n = p =$$
$$= \tfrac{1}{4}\left(\frac{2 \, . \, 9 \, . \, 10^{-31} \, . \, 1{,}38 \, . \, 10^{-23} \, . \, 3 \, . \, 10^2 \, . \, 4 \, . \, 10^1}{3{,}14 \, . \, (6{,}6 \, . \, 10^{-34})^2}\right)^{\frac{3}{2}} . \, e^{-\frac{0{,}76}{2 \, . \, 0{,}026}} =$$
$$= 2{,}5 \, . \, 10^{19} \text{м}^{-3}$$

При том было принято, что эффективные массы электронов и дырок одинаковы и равны массе свободного электрона в состоянии покоя.

В литературе приводится $n_i = 2 \div 3 \, . \, 10^{13}$ см$^{-3}$, что вполне согласуется с моделью Вильсона.

Числовая величина инверсионной концентрации показывает, какой чистотой должен обладать германий для того, чтобы его

собственная проводимость вообще могла бы быть принята во внимание. Необходимо, чтобы концентрации электронов или дырок, образующихся веследствие активных примесей чужеродных атомов, были меньше, чем вышеуказанная величина инверсионной концентрации.

Кубический сантиметр германия содержит $4{,}52 \cdot 10^{22}$ атомов. Для того, чтобы при комнатной температуре могла возникнуть собственная проводимость, необходимо, чтобы на $\frac{4{,}52 \cdot 10^{22}}{2{,}5 \cdot 10^{13}} = 1{,}8 \cdot 10^{9}$ атомов германия приходился только один чужеродный активный атом. Это так немыслимо высокая чистота, что достигнуть ее можно, только применив самые эффективные химические и физические методы очистки. Этим объясняется также то обстоятельство, что собственная проводимость не могла быть обнаружена до тех пор, пока технологические процессы не были разработаны до такой степени, что можно было добиться этой чистоты.

Собственная проводимость выражается уравнением (сравни главу 2.3)

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p) \qquad (2-6)$$

Однако эта величина не является тождественной с минимальной проводимостью, так как подвижность электронов больше подвижности дырок. Минимальная проводимость будет

$$\sigma_{min} = 2en_i(\mu_n\mu_p)^{\frac{1}{2}} \qquad (2-6б)$$

При этом концентрация электронов $n = n_i(\mu_p/\mu_n)^{\frac{1}{2}}$, а концентрация дырок $p = n_i(\mu_n/\mu_p)^{\frac{1}{2}}$.

Если предположить, что для германия нормальная величина подвижности электрона $\mu_n = 3600$ см²/в сек и для дырок $\mu_p = 1700$ см²/в сек, то собственная проводимость германия будет $\sigma_i = 2{,}12 \cdot 10^{-2}$ ом$^{-1}$ см$^{-1}$ или $\varrho_i = 47$ ом . см, а его минимальная проводимость будет $1{,}79 \cdot 10^{-2}$ ом$^{-1}$. см$^{-1}$, т. е. $\varrho_{max} = 51$ ом . см.

Весьма интересно проследить в литературе, как со временем изменялись значения этих постоянных, т. е. как с усовершенствованием технологических процессов удалось получать все бóльшие и бóльшие значения μ.

2.23 ДЕФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В кристаллической решетке германия и кремния очень легко могут возникнуть дефекты за счет замещения, а именно атом германия может быть замещен чужеродным атомом из третьего или пятого столбца периодической системы Менделеева.

Возьмем, например, пятивалентный атом сурьмы (Sb), который заместил атом германия. В данном случае ион G^{4+} был замещен ионом Sb^{5+}. Четыре электрона из пяти валентных электронов сурьмы включаются в решетке в нормальную связь. Однако пятый электрон в атоме Sb остается со слабой связью. Силы связи действуют на этот электрон весьма слабо, так как он находится в кристалле германия, т. е. в среде с большой диэлектрической

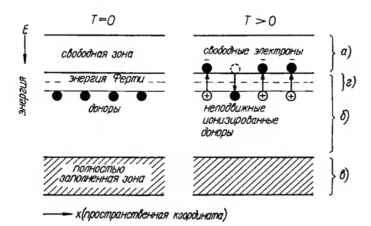


Рис. 4. Зонная модель полупроводника n-типа

При $T = 0$ идеальный диэлектрик. При $T > 0$ электроны проникают из донорных уровней в зону проводимости, где они свободно перемещаются. *а)* Зона проводимости, почти полностью свободная; *б)* запретная зона, для германия 0,72 эв, для кремния 1,1 эв; *в)* полностью заполненная валентная зона; доноры находятся на $\Delta E_D = 0{,}01-0{,}05$ эв под нижним краем зоны проводимости. Энергия Ферми изображена пунктиром.

постоянной. Вследствие этого, пятый валентный электрон может быть легко вырван и стать свободным. Следовательно, введенная путем замещения сурьма, действует как донор, т. е. отдает избыточный электрон и увеличивает проводимость германия. Весь процесс можно объяснить как диссоциацию нейтрального донора $D^{\times}$ в положительно заряженный неподвижный ион D^{+} и свободно подвижный электрон e

$$D^{\times} \rightleftarrows D^{+} + e \qquad (2-7)$$

Полупроводник, в котором доноры являются источником электронов, участвующих в проводимости, относится к n-типу, так как носителями тока являются электроны с отрицательным зарядом.

Существование места дефекта вышеупомянутого типа в зонной модели проявляется таким образом, что один энергетический уровень проводимости (принадлежащий замещенному атому Ge) снизится и перейдет в запретную зону, так что энергетическая разность между уровнем дефекта и нижним краем зоны проводимости соответствует энергии диссоциации донора. Вследствие того что ионизационная энергия донора значительно меньше, чем ши-

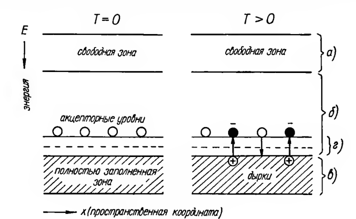


Рис. 5. Зонная модель полупроводника p-типа

При $T = 0$ имеем идеальный диэлектрик. При $T > 0$ электроны захватываются из валентной зоны на акцепторных уровнях, вследствие чего в валентной эоне образуются свободно перемещающиеся дырки. Отрицательно заряженные акцепторы неподвижны. *а)* Свободная зона проводимости, *б)* запретная вона, *в)* почти полностью заполненная валентная зона, *г)* расстояние акцепторных уровней от верхнего края валентной зоны около 0,01—0,05 эв.

рина запретной зоны, все доноры при комнатной температуре будут в германии ионизированы.

Дальнейшая разница между энергетическими уровнями электрона донора и электрона основной решетки, кроме разности энергии активации, заключается в том, что собственные функции электронов, участвующих в проводимости, имеют характер бегущей волны (в зоне проводимости), тогда как собственные функции электрона, возникновение которого связано с дефектом, сгруппированы в конфигурацию вокруг донора подобно водородному атому. В зонной схеме это изображается таким образом, что ось x, которая в схеме термов не имеет никакого значения, принимается за пространственную координату кристалла, а места, содержащие доноры наносятся схематически, как изображено на *рис. 4*, что должно означать неподвижность доноров.

Совершенно другие качества полупроводника получаются при введении атомов замещения с меньшей валентностью, например, трехвалентного индия в германий. Такой атом обладает только тремя валентными электронами, вследствие чего он не в состоянии образовать полную связь с соседними атомами германия. Недостающий электрон проявляет себя как дырка, которую можно легко заполнить электроном из окружающей среды, вследствие чего атом индия приобретает отрицательный заряд. Так как трехвалентный атом захватил электрон, то он называется акцептором и действует в качестве поставщика дырок. Такое поведение можно описать аналогичным способом, как и у доноров

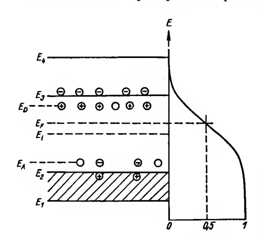


Рис. 6. Зонная схема полупроводника без собственной проводимости, у которого доноры преобладают над акцепторами, вследствие чего энергия Ферми E_f сдвинута от E_i по направлению к зоне проводимости

$$A^{\times} \rightleftarrows A^{-} + \mathrm{O} \tag{2-8}$$

В зонной модели энергетические уровни акцепторов появляются на небольшом расстоянии от верхнего края валентной зоны. При тепловой активации валентный электрон перескакивает из заполненной зоны в акцепторный терм и таким образом образуется неподвижный ион A^{-} и свободная дырка O. Эти дырки можно считать либо недостающими электронами, либо самостоятельными положительными носителями тока. Обе модели равноценны. Выбор одной из них зависит от договоренности и целесообразности. Полупроводник, который обладает проводимостью, созданной главным образом положительными дырками, относится к p-типу *(рис. 5)*.

Судя по предшествующей интерпретации собственной проводимости и проводимости p- и n-типа, могло бы казаться, что речь идет о взаимно исключающих явлениях, но в действительности оба механизма существуют одновременно. Например, полупроводник с содержанием доноров при весьма низкой температуре обладает незначительной проводимостью, которая однако при повышении температуры возрастает, так как активируется все

большее и большее количество доноров. При определенной температуре все доноры будут ионизированными и дальнейшее повышение температуры уже не будет увеличивать проводимость, даже, наоборот, проводимость может уменьшиться вследствие уменьшения подвижности при повышении температуры. И только затем при еще большей температуре проводимость резко возрастает при условии, что температура будет достаточна для активации механизма собственной проводимости.

Вышеупомянутые соотношения можно выразить также при помощи энергии Ферми E_f.

На *рис. 6* изображены уровни доноров и акцепторов, которые расположены все на одном энергетическом уровне, так как концентрация доноров и акцепторов настолько низка, что не может произойти взаимодействия, которое вызвало бы расширение в зону. Количество квантовых состояний при энергии доноров E_D равно количеству донорных атомов n_D в пространственной единице. Если же не все доноры ионизированы, то плотность электронов $n_D^{\cdot}$ остается на уровне E_D; эта плотность определяется посредством энергии Ферми E_f и энергии доноров E_D следующим уравнением

$$n_D^{\cdot} = n_D \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{E_D - E_f}{kT}\right) + 1} \qquad (2-9)$$

В германии и кремнии экспоненциальный член уравнения (2—9) в сравнении с единицей велик; поэтому ур-ие (2—9) можно упростить

$$n_D^{\cdot} = n_D \cdot \exp\left[\frac{-(E_D - E_f)}{kT}\right] \qquad (2-9а)$$

Это уравнение определяет концентрацию неионизированных донорных уровней как функцию общей концентрации доноров, абсолютной температуры и энергии Ферми E_f. Когда все донорные уровни будут заполнены электронами ($n_D^{\cdot} = n_D$), то результирующая концентрация заряда в донорных состояниях примет нулевое значение.

Аналогично можно определить и концентрацию электронов n_a, которые, благодаря тепловой энергии, были приподняты на акцепторные уровни. Следовательно:

$$n_A^{\cdot} = n_A \cdot \exp\left[\frac{-(E_a - E_f)}{kT}\right] \qquad (2-9б)$$

Если не все акцепторы заняты электронами, то результирующая концентрация заряда в акцепторных состояниях принимает нулевое значение.

Определение плотности электронов в зоне проводимости представляет более сложную проблему, так как энергетические уровни распределены во всей зоне и вероятность заполнения изменяется от уровня к уровню.

Для решения воспользуемся уравнением (2—10) из квантовой механики, которое принимаем без доказательства:

$$g(E)\,dE = C(E - E_3)^{\frac{1}{2}} \,.\, dE \qquad (2\text{—}10)$$

где постоянная C равна $C = \dfrac{8\pi\,(2m_e{}^3)^{\frac{1}{2}}}{h^3}$ (2—11)

m_e — эффективная масса электронов. Уравнение (2—10) справедливо только вблизи нижней границы зоны проводимости. Однако все электроны проводимости расположены очень близко к уровню E_3, следовательно, аппроксимация является приемлемой.

Из уравнений (2 — 2) и (2 — 10) следует, что

$$n = \int_{E_3}^{E_4} f(E)\,.\,g(E)\,.\,dE = C\int_{E_3}^{E_4} \frac{(E - E_3)^{\frac{1}{2}}\,.\,dE}{\exp\left(\dfrac{E - E_f}{kT}\right) + 1} \qquad (2\text{—}12)$$

Это выражение можно легко проинтегрировать, если пренебрежем в знаменателе 1 и заменим верхний предел интеграла E_4 бесконечностью ∞. Тогда получим:

$$n = C\int_{E_3}^{\infty} (E - E_3)^{\frac{1}{2}}\,.\,\exp\left[\frac{-(E - E_f)}{kT}\right].\,dE \qquad (2\text{—}12a)$$

и окончательное решение дает уравнение:

$$n = N_c\,.\,\exp\left[\frac{-(E_3 - E_f)}{kT}\right] \qquad (2\text{—}13)$$

где

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi\, m_e kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (2\text{—}13a)$$

Уравнение (2—13) определяет плотность свободных электронов в зоне проводимости в зависимости от эффективной плотности

состояний N_c на уровне E_3. При комнатной температуре для германия

$$N_c = 5 \cdot 10^{19} \cdot \text{см}^{-3}$$

Аналогичным способом определим плотность свободных дырок в валентной зоне.

$$p = N_v \cdot \exp\left[\frac{-(E_f - E_2)}{kT}\right] \qquad (2-14)$$

где E_2 — энергия верхней границы валентной зоны (см. *рис. 6*), а N_v — эффективная плотность состояний на уровне E_2 определяется уравнением

$$N_v = 2\left(\frac{2\pi\, m_d\, kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (2-14а)$$

m_d — эффективная масса дырок в валентной зоне.

Теперь можем определить плотность энергии Ферми, которая еще на была определена.

На основании теплового равновесия в полупроводнике должна соблюдаться электрическая нейтральность, т. е.

$$p + (n_D - n_D^{\bullet}) = n + n_A^{\bullet} \qquad (2-15)$$

Подстановкой уравнений (2—9а), (2—9б), (2—13) и (2—14) можно определить энергию Ферми. Для собственного полупроводника $n = p = n_i$ следовательно:

$$N_c \cdot \exp\left[\frac{-(E_3 - E_i)}{kT}\right] = N_v \cdot \exp\left[\frac{-(E_i - E_3)}{kT}\right] \qquad (2-16)$$

и тогда

$$E_i = \frac{E_2 + E_3}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln(N_v/N_c) \qquad (2-16а)$$

после упрощения получим:

$$E_i = \frac{E_2 + E_3}{2} + \frac{3kT}{4} \cdot \ln(m_e/m_d) \qquad (2-16б)$$

Так как эффективная масса электронов приблизительно равна эффективной массе дырок, то приближенно будет:

$$E_i = \frac{E_2 + E_3}{2} \qquad (2-16в)$$

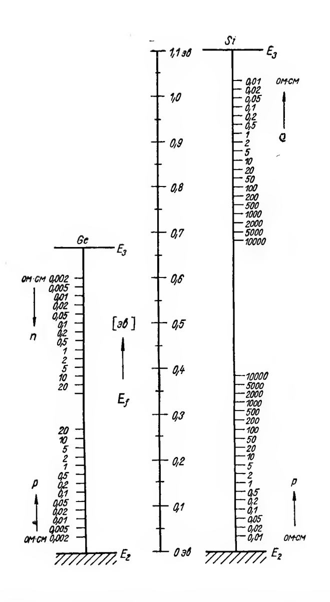


Рис. 7. Изображение положения энергии Ферми E_f для германия и кремния с различным удельным сопротивлением и с различным типом проводимости (при комнатной температуре). Энергия отсчитывается от верхней границы валентной зоны E_2 по направлению к нижней границе зоны проводимости E_3.

т. е. уровень Ферми лежит практически в середине запретной зоны. Из уравнений (2—13) и (2—14) для инверсионной концентрации n_i следует:

$$n_i^2 = N_c \,.\, N_v \,.\, \exp\left[-(E_3 - E_2)/kT\right], \qquad (2-17)$$

где $E_3 - E_2 = \Delta E$ — ширина запретной зоны.

У полупроводника с примесной проводимостью, например, Ge n-типа, концентрация доноров n_D значительно больше, чем концентрация акцепторов n_A.

Вследствие этого можно пренебречь n_A и тогда концентрация свободных электронов $n = n_D$ в предположении, что все доноры ионизированы. Энергия Ферми E_f определяется из ур-ия (2—13)

$$E_f = E_3 - kT \,.\, \ln(N_c/n_D) \qquad (2-18)$$

Аналогично будет и для полупроводника p-типа

$$E_f = E_2 + kT \,.\, \ln(N_v/n_A) \qquad (2-18a)$$

На практике концентрация носителей тока в полупроводнике с примесной проводимостью выражается как функция отклонения энергии Ферми E_f от уровня Ферми E_i собственного полупроводника. Из уравнений (2—13) и (2—16) для концентрации свободных электронов n в зоне проводимости получим:

$$n = n_i \,.\, \exp\left(\frac{E_f - E_i}{kT}\right) \qquad (2-19)$$

Здесь $E_f > E_i$, т. е. энергия Ферми лежит ближе к зоне проводимости и дальше от валентной зоны.

Чем больше концентрация доноров, тем более приближается E_f к нижней границе зоны проводимости.

Концентрация неосновных носителей (представленных в меньшем количестве), т. е. в случае существования свободных дырок в валентной зоне, будет:

$$p = n_i \,.\, \exp\left(\frac{E_i - E_f}{kT}\right) \qquad (2-20)$$

т. е. $p < n$, так как $E_f > E_i$.

Умножив уравнение (2—19) на уравнение (2—20), получим известное соотношение

$$pn = n_i^2 \qquad (2-5)$$

Уравнения (2—19) и (2—20) справедливы также и для полупроводника p-типа.

Вместо энергии Ферми E_i часто применяют понятие потенциала Ферми.

Потенциал Ферми для собственного полупроводника определяется выражением $\psi = -E_i/e$ и для полупроводника с примесной проводимостью $\varphi = -E_f/e$.

2.24 ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

О дефектах в кристаллической решетке говорим в том случае, когда закономерное расположение атомов нарушено, что может осуществиться при различных обстоятельствах:

либо не хватает атома, либо он замещен чужеродным атомом, либо собственные или чужеродные атомы не находятся на регулярных местах и т. д. В дальнейшем мы опишем основные виды дефектов.

а) Дефекты, вызванные замещением

Уже по одному названию можно судить, что дефекты замещения возникают в том случае, когда чужеродный атом занимает регулярное место в кристаллической решетке. В случае германия и кремния при замещении элементами 3 и 5 столбцов периодической системы элементов такой дефект будет обладать электрической активностью.

Главным образом нас интересует величина энергии активации мест нарушений, например, донора в решетке германия. Рассмотрим этот вопрос, исходя из работ Бита [4].

При решении проблемы возьмем в качестве образца атом водорода, так как из пяти валентных электронов донора, например сурьмы, четыре электрона тесно связаны с окружающими атомами германия. Пятый электрон вместе с атомным остатком сурьмы можем рассматривать как конфигурацию, подобную конфигурации атома водорода с эффективным зарядом ядра $Z = 1/\varepsilon$, где ε обозначает диэлектрическую постоянную германия, имеющую величину 16. Согласно модели Бора атома водорода радиус первой электронной орбиты будет $r = \frac{1}{Z} \cdot \frac{h^2}{me^2}$.

Вследствие того что электрон движется в среде с диэлектрической постоянной 16, радиус этой орбиты увеличивается и приобретает величину $r_0 = 8{,}5 \cdot 10^{-8}$ см. Определим, сколько атомов германия находится внутри шара, который определяется вращающимся пятым электроном сурьмы. Согласно атомной теории

в данном случае сосредоточено $^3/_4$ заряда внутри шара диаметром $17 \cdot 10^{-8}$ см.

Элементарный кубик кристаллической решетки германия имеет длину одной грани $5{,}6 \cdot 10^{-8}$ см и содержит 8 атомов германия. Таким образом, в этом шаре будет 925 атомов германия.

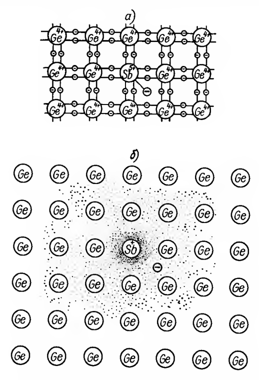


Рис. 8. Схема дефекта замещения (донора)

а) Пятивалентный атом сурьмы (Sb) находится на регулярном месте решетки германия. Пятый валентный электрон соединен слабо. *б)* Пятый валентный электрон замещающего атома сурьмы изображен в виде распространенного облака заряда, в котором содержится около 1000 атомов германия

Этот результат показывает, что пятый электрон сурьмы настолько удален от атомного ядра, что, учитывая атомные размеры, мы имеем право считаться с макроскопической постоянной, которой является диэлектрическая постоянная. Вполне понятно, что этот электрон будет обладать очень слабой связью, так как он находится на большом расстоянии от атомного ядра. Ионизационная

энергия может быть определена как у атома водорода только с той разницей, что будет отсутствовать коэффициент Z^2, который уменьшает энергию $E_1 = \frac{2\pi^2 m\, e^4}{h^2} . Z^2 = 0{,}052$ эв (2—21)

Эта ионизационная энергия более, чем в десять раз, меньше за-

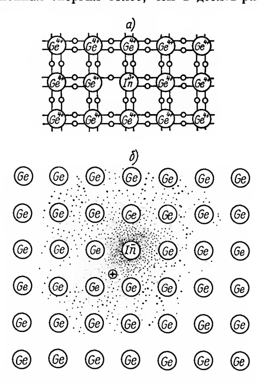


Рис. 9. Схема дефекта замещения (акцептора)

а) Трехвалентный атом индия (I_n) находится на регулярном месте решетки германия. Поэтому одна валентная связь с соседним атомом германия остается незаполненной. Недостающий четвертый электрон ведет себя как дырка, имеющая положительный аарял. *б)* Недостающий четвертый электрон атома индия иаображен как распространенное облако положительного заряда

претной зоны германия (0,72 эв) и может быть получена за счет тепловой энергии решетки, которая при комнатной температуре составляет величину $kT = 1{,}38 \,.\, 10^{23} \,.\, 3 \,.\, 10^2 = 4{,}13 \,.\, 10^{-21}$ вт. сек. $4{,}13 .\, 10^{-21}/1{,}6 \,.\, 10^{-19} = 0{,}026$ эв.

Таким образом, обе энергии будут одинакового порядка и при комнатной температуре все атомы сурьмы будут ионизированы,

так как тепловая энергия kT является только средней величиной и фононы с большей энергией существуют в таком большом количестве, что вполне могут переносить энергию, необходимую для ионизации пятого электрона атома сурьмы.

Введенный методом замещения трехвалентный атом, например индия, в решетке германия является акцептором. Его трех валентных электронов недостаточно для необходимых в решетке связей и одна связь остается незавершенной. Она может заполниться таким образом, что в это место перейдет электрон соседнего атома германия. Таким образом, первоначально нейтральный атом индия получает отрицательный заряд, а промежуток в валентной связи атомов германия, т. е. дырка, находится в силовом поле отрицательного иона индия. Очевидно, что формально и в данном случае мы встречаемся с проблемой атома водорода только с той разницей, что кроме повышенной диэлектрической постоянной ядро и электроны имеют обратный знак заряда. По аналогии с донором можно показать, что дырка ведет себя подобно электрону с положительным зарядом, что она может под действием тепловой энергии решетки ионизироваться, стать свободно подвижной и участвовать в электропроводности, которая в данном случае будет p-типа. Ионизированная энергия будет того же порядка как и у доноров, т. е. несколько сотых долей эв.

Проводимость при дефектах замещения зависит от концентрации свободных электронов и дырок, причем соблюдается соотношение (2—5а). Следовательно, при одновременном присутствии акцепторов и доноров результирующая проводимость практически определяется разностью концентраций ионизированных доноров и акцепторов:

$$\sigma = e\,.\,(n_{\mathrm{D}} - n_{\mathrm{A}})\,.\,\mu \qquad (2\text{—}22)$$

Величина подвижности μ берется либо для электрона, либо для дырки, в зависимости от того, преобладают ли доноры или акцепторы.

б) Дефекты, вызванные беспорядочным расположением атомов и незаполненными местами в решетке кристалла

Точно также и в совершенно чистом кристалле могут образоваться активные дефекты, если атомы не находятся на своих регулярных местах. Существуют две основных возможности отсутствия атома в узле решетки:

1) Атом, который должен быть в определенном узле решетки

внутри кристалла, обосновывается на поверхности кристалла, вследствие чего последний увеличивается (дефект Шоттки).

2) Атом, который покидает нормальное положение, остается внутри кристалла недалеко от этого положения, т. е. в промежуточном положении — (дефект Френкеля).

Дефекты, вызванные беспорядочным расположением атомов, могут очень часто возникать в кристаллической решетке алмаза, где имеется достаточно места. Такой атом связан валентными силами, а внешний электрон находится в среде с большой диэлектрической постоянной, вследствие чего ионизационная энергия уменьшается, например, в германии с первоначальной величины 8,13 эв до 0,031 эв, т. е. ее величина будет такого порядка, как и при дефекте, вызванном замещением. Беспорядочно расположенные атомы действуют в валентных кристаллах подобно донорам.

Незаполненные места в кристаллической решетке валентных кристаллов ведут себя подобно акцепторам. Это явление нельзя объяснить так просто, как в предшедствующем случае. Однако свободное место в кристаллической решетке можно рассматривать, как место с меньшей энергией электронов, так как окружающие атомы германия находятся на более удаленном расстоянии, чем нормально. В таком случае это место может быть заполнено электроном из окружающей среды, вследствие чего в атоме основной решетки образуется дырка со слабой связью, которая может быть активирована тепловой энергией; следовательно, дефект Шоттки действует подобно акцептору.

2.25 КИНЕТИКА ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Для возможности осуществления химической реакции необходима предпосылка, чтобы частицы хотя бы одного из входящих в реакцию веществ были свободно подвижными, так как при этом всегда происходит локальное соединение или разделение. У электронов и дырок подвижность является нормальным явлением; поэтому диссоциация либо ассоциация доноров или акцепторов не представляется чем-либо исключительным.

Однако существует также возможность, когда атомы или ионы могут передвигаться внутри кристалла. Естественно, что это может случиться только в предположении, что атомы в кристаллической решетке не всегда находятся на регулярных местах, а могут своими местами поменяться и, следовательно, здесь возможны отклонения от идеального состояния кристаллической решетки. Только на основании атомных нарушений в кристаллической

решетке можно объяснить перемещение атомов (диффузию) внутри кристалла. Следовательно, также и дефект решетки обладает определенной подвижностью, которая однако во много раз меньше подвижности электронов или дырок. Наиболее наглядной является подвижность особенно при дефекте Шоттки, когда атом не находится на своем регулярном месте. Перемещение такого дефекта происходит таким образом, что в предположении достаточно большой амплитуды колебаний в решетке соседний атом может пере-

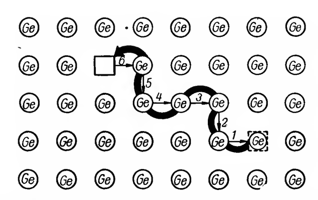


Рис. 10. Свободное место перемещается справа налево, если последующий атом перескакивает слева направо в свободное место. Порядок скачков пронумерован от 1 до 6. Действительное направление перемещения свободного места обозначено жирной стрелкой

скочить в свободное место и заполнить его, но при этом образуется следующее свободное место, смещенное на одно атомное расстояние. При повторении процесса дефект может пройти через весь кристалл. Также и атом германия, находящийся в междоузлии, может диффундировать в решетке, если он получает соответствующую энергию за счет тепловых колебаний. Вообще можно утверждать, что такой механизм существует для всех видов дефектов, а это значит, что в кристаллической решетке дефектов все время происходят изменения, которые представляют собой динамический процесс, и поэтому весьма важно знать реакции, по которым эти изменения происходят.

В качестве примера возьмем оксидирование цинка. На металлическом цинке находится оксидный слой ZnO. Атомы диффундируют в междоузлие оксидного слоя. При температуре свыше 500° C эти беспорядочно расположенные атомы Zn диффундируют на поверхность кристалла ZnO, где вступают в реакцию с кисло-

родом, причем образуется новая молекула ZnO, которая увеличивает кристалл. В результате атом ZnO первоначального металла окислится, вследствие чего оксидный слой увеличится.

В дальнейшем выразим эти соотношения количественно и начнем с примера диссоциации и ассоциации доноров, определяемых уравнением реакции:

$$D^{\times} \rightleftarrows D^{+} + e \tag{2—23}$$

Концентрация, которая самопроизвольно образуется при тепловом и электрическом равновесии, определяется законом Гульдберг-Ваага. Рассуждаем так же, как при выводе уравнений (2—3)—(2—5) равновесного состояния электронов и дырок собственного полупроводника.

Количество диссоциаций D нейтральных доноров $D^{\times}$ в пространственную и временную единицу прямо пропорционально концентрации $D^{\times}$ и обратно пропорционально среднему значению времени жизни нейтральных доноров $\tau_{D^{\times}}$, следовательно:

$$D = \frac{1}{\tau_{D^{\times}}} n_{D^{\times}} \tag{2—24}$$

но количество ассоциированных процессов A в пространственную и временную единицу прямо пропорционально концентрации обоих участников реакции, так как в данном случае имеет место бимолекулярная реакция, которая может происходить только в том случае, если оба участника столкнутся; а это происходит тем чаще, чем больше будет концентрация ионизированных доноров $N_{D^{+}}$ и свободных электронов n.

$$A = r_D n_{D^{+}} n\,, \tag{2—25}$$

где r_D обозначает коэффициент рекомбинации. При тепловом равновесии количество процессов диссоциации должно равняться количеству процесса ассоциации, что совпадает с законом Гульдберга-Ваага

$$K_D n_{D^{\times}} = n_{D^{+}} n\,, \tag{2—26}$$

где

$$K_D = \frac{1}{\tau_D \tau_{D^{\times}}} \tag{2—27}$$

является постоянной.

Из тёории модели Вильсона следует, что постоянная K_D тождественна с уравнением (2—1) только с той разницей, что

в экспоненциальную функцию входит энергия диссоциации донора ΔE_D, т. е.:

$$K_D = 2{,}5 \cdot 10^{19}\ \text{см}^{-3} \cdot (m_1/m)^{\frac{3}{2}} \cdot (T/300)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left[-\Delta E_D/kT\right] \quad (2\text{—}27\text{а})$$

Обозначим выражение перед экспоненциальной функцией буквой N_C и тогда будет:

$$K_D = N_C \exp\left[-\Delta E_D/kT\right] \quad (2\text{—}27\text{б})$$

Для вычисления по закону Гульдберг-Ваага отдельных концентраций входящих в реакцию частиц необходимо знать еще дальнейшие уравнения, которые находятся в зависимости от условий эксперимента.

Если температура достаточно низкая, ниже точки плавления кристалла, то можно предполагать, что общее количество доноров в кристалле не зависит от температуры.

$$n_D = n_{D^\times} + n_{D^+} \quad (2\text{—}28)$$

На основании этих рассуждений и уравнения (2—26) получим

$$n_{D^\times} = n_D \frac{1}{1 + K_D/n} \quad (2\text{—}29)$$

$$n_{D^+} = n_D \frac{1}{1 + n/K_D} \quad (2\text{—}30)$$

Мы видим, что для состояния доноров решающим фактором является концентрация электронов, которая может быть зависимой от дальнейших условий эксперимента. Независимо от этого можно различать два случая:

а) преобладание недиссоциированных доноров

$$n \gg K_D\,; \quad n_{D^\times} \approx n_D\,; \quad n_{D^+} \approx n_D K_D/n \ll n_D \quad (2\text{—}30\text{а})$$

б) преобладание ионизированных доноров

$$n \ll K_D\,; \quad n_{D^\times} \approx n_D n/K_D \ll n_{D^+}\,; \quad n_{D^+} \approx n_D \quad (2\text{—}30\text{б})$$

При большой концентрации электронов ($n \gg K_D$) доноры имеют большое количество рекомбинационных партнеров. Вследствие этого, большинство доноров будет находиться в ассоциированном состоянии, т. е. имеет место случай а) — донорные резервы.

При малой концентрации электронов ($n \ll K_D$) доноры не найдут рекомбинационных партнеров и вследствие этого почти все будут находиться в ионизированном состоянии. При дальнейшем уменьшении концентрации электронов в общем уже ничего не

изменится. Количество доноров N_D исчерпано и место имеет случай *б*).

Ввиду электрической нейтральности, количество ионизированных доноров должно равняться количеству свободных электронов; согласно уравнению (2—30) будет:

$$n_{D^+} = n = K_D\left[-\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{4} + n_D K_D\right)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (2-31)$$

Если в кристалле уже нет какого-либо дальнейшего вида дефектов, то на концентрацию электронов можно воздействовать, изменяя температуру, и экспериментатор принципиально имеет возможность реализировать в данном кристалле либо случай *а*), либо случай *б*). При низких температурах, т. е. когда:

$$T \ll \frac{1}{k}\,\Delta E_D \frac{1}{\ln N_c/n_D} \qquad (2-32)$$

будет

$$N_c \exp(-\Delta E_D/kT) = K_D \ll n_D \qquad (2-33)$$

что в соединении с уравнением (2—31) дает:

$$n_{D^+} = n \approx K_D (n_D/K_D)^{\frac{1}{2}} \approx K_D \qquad (2-34)$$

откуда следует, что:

$$n \approx (n_D/K_D)^{\frac{1}{2}} = (n_D N_C)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\,\Delta E_D/kT\right) \qquad (2-35)$$

Здесь реализирован случай а), причем заслуживает внимания то обстоятельство, что концентрация электронов, а следовательно и проводимость, определяются половиной энергией ионизации доноров ΔE_D.

Напротив, при высоких температурах, т. е. когда

$$T \gg \frac{1}{k}\,\Delta E_D \frac{1}{\ln N_C/n_D} \qquad (2-36)$$

постоянная K_D будет

$$K_D = N_C \exp(-\Delta E_D/kT) \gg n_D \qquad (2-37)$$

откуда следует

$$n_{D^+} = n = K_D\left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\,.\,4\,.\,n_D/K_D\right)\right] = N_D \qquad (2-37a)$$

т. е. в данном случае все доноры ионизированы, случай б). В таком случае количество свободных электронов не зависит от темпера-

туры и равняется общей концентрации доноров. Проводимость практически не зависит от температуры, за исключением температурной зависимости средней длины свободного пробега электронов.

Если одновременно присутствуют доноры с иной энергией

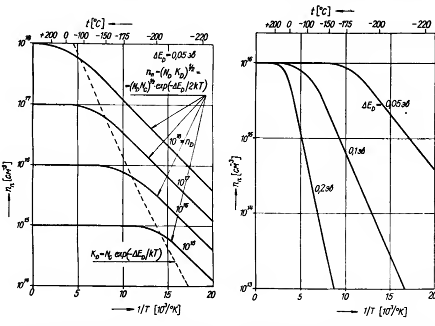


Рис. 11. Концентрация n_N свободных электронов в зависимости от температуры при различной концентрации доноров n_D

Собственная проводимость основной решетки не учитывается; в случае надобности ее следует прибавить к приведенным кривым. Энергия активации доноров $\Delta E_D = 0{,}05$ эв. Влево от пунктирной кривой $K_D = f(T)$ доноры истощены, на правой стороне случай донорного резерва. С повышением концентрации доноров при повышающейся температуре наступает полная ионизация доноров

Рис. 12. Концентрация свободных электронов n_N в зависимости от температуры при одинаковой концентрации доноров $n_D = 10^{16}$ $см^{-3}$, но с различной энергией активации ΔE_D. Чем меньше энергия активации, тем ниже температура, при которой начинается полная ионизация доноров (истощение)

активации или акцепторы, то посредством изменения концентрации этого дальнейшего вида дефектов можно оказать влияние на концентрацию свободных электронов и тем самым воздействовать на ионизационные соотношения исходных доноров. Однако, так как и для дальнейших видов дефектов закон Гульдберга-Ваага

остается справедливым, то тем самым соотношения являются вполне определенными.

Описанные явления могут быть выражены также посредством энергии Ферми, как это видно из уравнений $(2-9) \div (2-20)$. Однако кинетика дефектов гораздо лучше проявляется, если концентрация носителей выражается посредством энергии активации и концентрации доноров и акцепторов. Смысл всех рассуждений о кинетике дефектов заключается в том, что только таким образом можно составить правильную картину о сущности действительных кристаллов. На вопрос, почему сразу же не рассматривать идеальные кристаллы, нужно ответить, что из кинетики дефектов следует, что идеальный кристалл является нереальной абстракцией; которая по термодинамическим причинам не может быть осуществлена.

Даже в химически совершенно чистом веществе при тепловом равновесии должны существовать дефекты по той причине, что отдельные элементы строения кристаллической решетки могут занимать междоузлия, образованные беспорядочным расположением атомов или могут образовываться незаполненные места и т. д. Только при температуре абсолютного нуля могла бы существовать идеальная решетка, которая однако не может быть осуществлена, так как кристалл, который образовался при более высокой температуре, обязательно содержит огромное количество дефектов решетки, которые при низких температурах замораживаются, вследствие чего идеальная решетка не может образоваться в практически приемлемом промежутке времени.

Кроме описанного атомарного дефекта решетки, в действительном кристалле существуют более грубые отклонения от идеального строения. В частности к ним относятся дислокация и мозаичная структура. Если же материал не является монокристаллическим, то от идеального строения имеются и другие грубые отклонения в виде граничных плоскостей отдельных микрокристаллических зерен.

2.3 ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ В ГОМОГЕННОМ КРИСТАЛЛЕ

2.31 ЗАКОН ОМА

Ниже мы объясним несколько понятий, связанных с прохождением тока. Зависимость между током и подключенным напряжением в макроскопическом отношении определяется законом Ома.

Плотность тока $\boldsymbol{i}$ электрических зарядов, перемещающихся со скоростью $\mathbf{v}_\mathrm{n}$ или $\mathbf{v}_\mathrm{p}$ определяется уравнением

$$\boldsymbol{i} = e_\mathrm{n} n \mathbf{v}_\mathrm{n} + e_\mathrm{p} p \mathbf{v}_\mathrm{p} \tag{2—38}$$

Для электронов и дырок, когда $|e_\mathrm{n}| = |e_\mathrm{p}| = e$, собственного полупроводника, где $n = p$, будет

$$\boldsymbol{i} = e\, n\, (\mathbf{v}_\mathrm{n} + \mathbf{v}_\mathrm{p}) \tag{2—38a}$$

Скорость движения электронов прямо пропорциональна напряженности электрического поля $\mathbf{E}$

$$\mathbf{v}_\mathrm{n} = \mu_\mathrm{n} \,.\, \mathbf{E} \tag{2—39}$$

Коэффициент пропорциональности называется подвижностью μ_n или μ_p. Движение электронов в кристаллической решетке не происходит плавно. Электроны претерпевают столкновения с фононами, вследствие чего их прямолинейное движение ограничивается очень коротким участком; при столкновении скорость движения замедляется и электроны отклоняются от первоначального направления. Энергия, которую электроны при столкновении передают кристаллической решетке, проявляется как Джоулево тепло. Это является причиной того, что скорость электронов в кристалле пропорциональна электрическому полю и не находится в квадратической зависимости от величины общего потенциала, как это имеет место у электронов, движущихся в вакууме.

Из уравнений (2—38) и (2—39) получим известное выражение закона Ома

$$\boldsymbol{i} = \sigma \mathbf{E} \tag{2—40}$$

где коэффициент σ обозначает удельную проводимость

$$\sigma = e(n\mu_\mathrm{n} + p\mu_\mathrm{p}) \tag{2—40a}$$

Справедливость закона Ома зависит от соблюдения следующих предпосылок:

а) количество носителей тока есть величина постоянная,

б) скорость носителей тока пропорциональна напряженности электрического поля.

При этом, конечно, предполагается, что температура не изменяется.

Так как подвижность зависит от того, как часто перемещающиеся электроны претерпевают столкновения с основной решеткой, то необходимо знать средний свободный пробег, т. е. отрезок линии пробега электронов между двумя столкновениями.

На электрон действует сила $\mathbf{F}$, сообщая ему ускорение $\mathbf{a}$:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} = m\mathbf{a} \tag{2—41}$$

Вследствие этого электрон за время t до столкновения приобретает скорость $\mathbf{v}$:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{2}\mathbf{a}t = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\mathbf{E}t \tag{2—42}$$

Путем сравнения этого уравнения с уравнением (2—39) мы находим выражение для подвижности

$$\mu_{\text{n}} = \frac{1}{2}\frac{e}{m}t \tag{2—43}$$

Для нахождения времени t между двумя столкновениями нужно воспользоваться уравнением кинетической энергии W, необходимой для теплового движения электронов

$$W = \frac{1}{2} \cdot mv^2 = \frac{3}{2} \cdot kT, \tag{2—44}$$

откуда средняя тепловая скорость $v = (3kT/m)^{\frac{1}{2}}$.

Следовательно, интервал времени между двумя столкновениями определяется соотношением между средним свободным пробегом и тепловой скоростью, т. е.

$$t = \frac{l}{(3kT/m)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{или} \quad l = (3\,kT/m)^{\frac{1}{2}} \cdot t \tag{2—45}$$

Подставив выражение (2—43) в уравнение (2—45), получим окончательное выражение для среднего свободного пробега l:

$$l = \mu_{\text{n}}\frac{2}{e}(3k\,Tm)^{\frac{1}{2}} \tag{2—46}$$

Учитывая статический характер направления пролета электронов, получим окончательное выражение:

$$l = \frac{3}{4e}\mu_{\text{n}}(2\pi m\,kT)^{\frac{1}{2}} \tag{2—46a}$$

Средний свободный пробег электрона будет обратно пропорционален вероятному рассеянию электронов на кристаллической решетке. Здесь проявляются отклонения от точной периодичности идеальной кристаллической решетки. Отклонения происходят, с одной стороны, под влиянием теплового колебания атомов решетки, с другой стороны, под влиянием мест нарушений, како-

выми могут быть чужеродные атомы или дефекты в строении кристалла. Поэтому свободяый пробег может быть выражен как сумма двух составляющих, а именно составляющей l_e, возникающей вследствие тепловых колебаний, и составляющей l_t, возникающей ввиду действия примесей и отклонений от идеальной решетки

$$\frac{1}{l}=\frac{1}{l_t}+\frac{1}{l_N} \qquad (2-47)$$

Примеси оказывают влияние главным образом при низких температурах. Зависимость l_t от температуры определяется на основании следующих рассуждений. Вероятность рассеяния электрона под действием тепловых колебаний атомов решетки будет пропорциональна сечению рассеивающего препятствия, т. е. квадрату амплитуды колебаний; следовательно, при достаточно высокой температуре вероятность будет пропорциояальна абсолютной температуре T. Средний свободный пробег l_t будет обратно пропорционалея вероятяости рассеяния и тогда будет справедливо уравнеяие

$$l_t \sim \frac{1}{T} \qquad (2-48)$$

Так как подвижность зависит от l и $T^{-\frac{1}{2}}$ согласно уравнению (2—46), то в случае действия теплового колебаяия (фотопов) температурная зависимость подвижности будет: $\mu_n \infty T^{-\frac{3}{2}}$.

Теперь объясним, когда может произойти отступление от закона Ома. Произойдет это тогда, когда сила электрического поля будет настолько велика, что электрон яа своем коротком свободном пробеге приобретет такую энергию, что его скорость $\mathbf{v}$ в направлении электрического поля будет сравнима с тепловой скоростью v. Следовательно, если

$$|\mathbf{v}|=\mu_n|\mathbf{E}| \dot{\approx} v \qquad (2-49)$$

то критическая напряженность электрического поля будет

$$E_{\text{крит}} \approx v/\mu_n \qquad (2-49a)$$

При нормальной температуре тепловая скорость электронов в полупроводнике согласно уравнению (2—44) составляет около 10^5 мсек$^{-1}$. Это значит, что для германия, в котором подвижность составляет около 0,36 м^2/всек, будет критическая напряженность электрического поля около 3 . 10^7 в/м. И действительно, было определеяо [3], что отступление от закона Ома в германии обнаруживается уже при 6 . 10^6 в/м.

В металлах где подвижность составляет около 0,01 м²/всек, а скорость электронов будет порядка 10^6 м/сек (не зависит от температуры), требуемая напряженность электрического поля должна иметь такую большую величину, которая вообще не может быть осуществлена; это означает, что у металлов не может быть отступления от закона Ома.

Электроны, которые в кристалле обладают свободной подвижностью, ведут себя, согласно понятиям классической теории, как идеальный газ. Отдельные электроны перемещаются в кри-

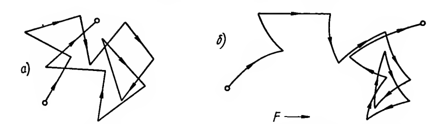


Рис. 13. Пробег свободного электрона в кристаллической решетке с дефектами при нормальной температуре:

а) в отсутствие электрического поля, *б)* при наличии электрического поля. Участки линии пробега имеют вид отрезков парабол. (Тот же самый пробег, как *а)*, но с наложением силы, действующей по направлению стрелки)

сталле с постоянной скоростью $\boldsymbol{v}_1$ и через интервал времени t_1 наталкиваются на препятствие, вследствие чего их скорость изменяется до величины $\boldsymbol{v}_2$. С этой скоростью они продолжают свой пробег и через интервал времени t_2 они претерпевают следующее столкновение, после чего скорость их изменяется до величины $\boldsymbol{v}_3$, и т. д.

Исходим из предположения, что в первом приближении имеем

$$t_1 = t_2 = t_3 = \ldots \overline{t} \tag{2—50}$$

и что при столкновении изменяется только направление скорости, т. е.

$$|\boldsymbol{v}_1| = |\boldsymbol{v}_2| = |\boldsymbol{v}_3| = \ldots |\overline{v}| \tag{2—51}$$

Тогда длина пробега электрона между двумя точками столкновений всегда будет $tv = l$, где l средний свободный пробег. Движение такого электрона изображено на *рис.* 13*а*.

Если к кристаллу будет приложено напряжение, то напряженность электрического поля $\boldsymbol{E}$ будет действовать на электрон

с силой $\boldsymbol{F} = - e\boldsymbol{E}$, которая вызовет ускорение $\boldsymbol{a}$, выражаемое уравнением:

$$\boldsymbol{a} = \frac{1}{m}\boldsymbol{F} = -\frac{e}{m}\boldsymbol{E} \qquad (2-52)$$

и каждый до сих пор прямой отрезок пробега изменится в отрезок параболы, а электрон получит дополнительную скорость $\boldsymbol{v}_d$

$$\boldsymbol{v}_d = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}\bar{t} \qquad (2-53)$$

Поскольку дополнительная скорость в сравнении с тепловой скоростью электрона $\bar{v}$ является весьма малой величиной, то интервал времени между двумя столкновениями не изменяется. Примерно можно в грубых чертах полагать, что скорость $\boldsymbol{v}$ увеличилась на

$$\boldsymbol{v}_d = -\frac{1}{2}\frac{e}{m}\boldsymbol{E}\bar{t} = -\mu\boldsymbol{E} \qquad (2-53a)$$

Коэффициент пропорциональности

$$\mu = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\cdot\bar{t}$$

называется подвижностью. Если подвижность выражена в $\left[\frac{\text{см}^2}{\text{всек}}\right]$ а интервал времени между двумя столкновениями в [сек], то

$$\mu = 10^{15}\,t.$$

Пока электрическое поле не приложено, движение всех электронов находится в статически беспорядочном состоянии, действие движения отдельных зарядов взаимно компенсируется и электрический ток не может быть обнаружен. Небольшие отклонения от точной компенсации проявляются на электродах кристалла в виде шумового напряжения. Электроны напоминают облако, где отдельные частички перемещаются беспорядочно.

При наличии электрического поля каждый электрон получает дополнительную скорость в направлении действия поля, так что все облако движется медленно в направлении поля и можно наблюдать результирующий электрический ток (*рис. 13-б*).

Сначала рассмотрим один электрон. Его участие, выражаемое током i_e в общем токе i, подчиняется закону сохранения энергии.

Электрическое поле затрачивает на движение электрона работу

$$v \,.\, F\,\mathrm{d}t = -\, e \,.\, v \,.\, E\,\mathrm{d}t\ ^{1})$$

и тем самым увеличивает его кинетическую энергию за счет внешнего источника напряжения, который должен дать энергию

$$Ui_{\mathrm{e}} \,.\, \mathrm{d}t = -\, evE\,\mathrm{d}t\,;$$

следовательно,

$$i_{\mathrm{e}} = -\, evE/U = -\, ev_{\mathrm{x}}/L$$

при предположении, что длина кристалла между электродами с сечением S в направлении x равна L.

Плотность тока увеличивается на

$$\overline{i}_{\mathrm{e}} = -\, ev_{\mathrm{x}}\frac{1}{LS} = -\, v_{\mathrm{x}}\frac{e}{V}$$

где V — объем кристалла.

Учитывая все электроны N, получаем общую плотность тока

$$\overline{i} = N\left(-\,\frac{e}{V}\right)v = \left(-\,e\,\frac{N}{V}\right)(-\,\mu E)$$

и окончательно, если $N/V = n$, будет

$$i = e\mu nE \qquad (2-54)$$

Обозначив $e\mu n$ через σ и подставив σ в уравнение (2—54), получим выражение закона Ома

$$i = \sigma E, \qquad (2-40)$$

где σ обозначает электропроводность.

Если вместе с электронами имеются и дырки, то выражение для σ примет вид

$$\sigma = e\,(\mu_{\mathrm{n}}n + \mu_{\mathrm{p}}p) \qquad (2-40\mathrm{a})$$

2.32 ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Как видно из ур-ия (2—40а), нельзя по прохождению тока определить, имеет ли место движение электронов или дырок. Дело в том, что при обратной полярности носителей тока одновременно меняется и знак движения, вследствие чего результат в отношении прохождения тока будет один и тот же для носителей обоих видов.

1) Предполагаем, что направление скорости v совпадает с направлением электрического поля.

Если магнитное поле будет действовать перпендикулярно направлению тока, то носители тока отклоняются от своего направления, вследствие чего возбуждается напряжение U_H. Ввиду того, что электроны движутся в обратном направлении относительно движения дырок и что заряды электронов и дырок имеют противоположные знаки, оба типа носителей отклоняются в одну и ту же сторону. Это значит, что при одинаковой концентрации электронов и дырок с одинаковой подвижностью напряжение Холла имеет нулевое значение. И только в том случае, если один из носителей имеет перевес в кристалле (в отношении концентрации или подвижности), образуется напряжение Холла, полярность которого соответствует знаку имеющих перевес носителей тока. На *рис. 14* изображена схема для измерения эффекта Холла. Через испытуемый образец шириной b и толщиной d течет ток i. По обеим сторонам находятся электроды Холла, которые расположены симметрично таким образом, чтобы стрелка измерительного прибора была в нулевом положении до тех пор, пока течет только ток i (магнитное поле отсутствует). Как только магнитное поле с индукцией B начнет действовать перпендикулярно току и линии, соединяющей оба электрода Холла, образуется напряжение Холла U_H, которое будет прямо пропорционально магнитной индукции и току и обратно пропорционально толщине образца.

$$U_H = R_H \frac{Bi}{d} \qquad (2-55)$$

Знак постоянной Холла R_H определяется типом проводимости испытуемого материала. Для электронной проводимости будет знак отрицательный, а для дырочной проводимости положительный. Кроме того, R_H [m³/a сек] имеет значение обратной величины концентрации носителей тока

$$1/R_H = n\,e \qquad (2-56)$$

Для проводника п - типа только с электронной проводимостью будет

$$R_H = -\frac{3\pi}{8}\,\frac{1}{en} \qquad (2-56\text{а})$$

аналогично для полупроводника р-типа

$$R_H = +\frac{3\pi}{8}\,\frac{1}{ep} \qquad (2-56\text{б})$$

В случае одновременного наличия электронов и дырок справедливо уравнение

$$R_{\mathrm{H}} = -\frac{3\pi}{8}\frac{(n\mu_{\mathrm{n}}^2 - p\mu_{\mathrm{p}}^2)}{(n\mu_{\mathrm{n}} + p\mu_{\mathrm{p}})} \tag{2—56в}$$

Коэффициент $3\pi/8 = 1{,}17$ согласно теории бывает только в том случае, если электронный газ не вырожден, т. е. при малой концентрации свободных электронов или дырок, как нормально это имеет место в полупроводниках. При вырождении множитель изменяется точно в 1 (у металлов).

Количественная оценка постоянной Холла определяет количество электронов или дырок в пространственной единице

$$n = \frac{3\pi}{8}\frac{1}{|eR_{\mathrm{H}}|}\left[\frac{\text{носители}}{\text{м}^3}\right] \tag{2—57}$$

Если постоянную Холла R_{H} умножить на проводимость σ, то получим подвижность носителей тока. Для полупроводника n-типа

$$(R_{\mathrm{H}}\sigma)_{\mathrm{n}} = -\frac{3\pi}{8}\mu_{\mathrm{n}} \tag{2—58а}$$

и аналогично для полупроводника p-типа

$$(R_{\mathrm{H}}\sigma)_{\mathrm{p}} = \frac{3\pi}{8}\mu_{\mathrm{p}} \tag{2—58б}$$

Измеряя одновременно R_{H} и σ как функции температуры, получим непосредственно величину подвижности μ и средний свободный пробег l в зависимости от температуры. Одновременное измерение проводимости и постоянной Холла необходимо для того, чтобы можно было определить механизм проводимости полупроводников. Поэтому на измеряемой пластинке *(рис. 14)* можно еще измерять падение напряжения при помощи двух зондов, что дает данные для определения проводимости.

Сложные соотношения имеют место у полупроводника, где концентрации электронов и дырок приблизительно одинаковы. В этом случае напряжение Холла может иметь нулевое значение.

Если имеется полупроводник n-типа, ширина запрещенной зоны которого сравнима с энергией активации доноров, то при определенной температуре полупроводник переходит из n-типа в полупроводник с собственной проводимостью. При этом наблюдается постоянное уменьшение постоянной Холла, тогда как проводимость равномерно увеличивается.

У полупроводника p-типа, который при повышении температуры переходит в полупроводник с собственной проводимостью, наблюдается уменьшение R_H до нуля, а при дальнейшем повышении температуры новое увеличение, но только с обратным знаком. Однако проводимость увеличивается равномерно.

Наконец, может иметь место случай, когда полупроводник одновременно содержит доноры и акцепторы. При повышении температуры R_H уменьшается до нуля и одновременно удельная проводимость пройдет через минимум.

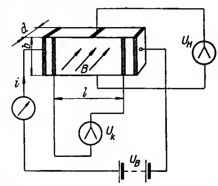


Рис. 14. Схема измерения эффекта Холла:

Измеряемая пластинка снабжена тремя парами электродов изготовленных обычно посредством испарения в вакууме или электролитическим путем, а именно:

а) для приведения первичного тока i, *б)* для измерения падения напряжения на расстоянии l между зондами, *в)* для измерения напряжения Холла U_H. Магнитное поле, обладающее индукцией B, перпендикулярно к пластинке.

Измерение напряжения на потенциальных зондах и на электродах Холла должно происходить при отсутствии тока (либо компенсационным методом, либо электростатически)

Таким образом, эффект Холла может быть использован для измерения подвижности. Однако при этом мы должны учитывать, что речь идет о косвенном способе измерения, так как мы не измеряем непосредственно длину и время, как это предполагается при измерении так наз. «дрейфа» подвижности, т. е. прямого движения в электрическом поле.

Это ограничение с практической стороны имеет аналогию в теории. Из более подробного рассмотрения следует, что подвижность Холла тождественна с прямой подвижностью только при весьма специальных условиях. Однако для германия эта разница незначительна. Причина того, что подвижность Холла и подвижность, измеряемая непосредственно в электрическом поле, не являются совершенно одинаковыми, заключается в том, что при выводе выражения для эффекта Холла не принималась во внимание передача количества движения во время столкновения носителей тока с атомами.

Несмотря на это, эффект Холла оказался на практике надежным и простым средством для исследования характера проводимости и для измерения концентрации носителей тока.

2.33 ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ ДЫРОК

Для некоторых полупроводников, как например Se, Cu_2O и даже для некоторых металлов, как например Zn, Cd, Ni, Mo, Pb коэффициент Холла является величиной положительной. В таких случаях речь идет об аномальном эффекте Холла.

Это обстоятельство привело к необходимости предполагать наличие положительно заряженных частиц, обладающих такой же массой, как электроны. При этом было очевидно, что это не ионы и не позитроны.

Нет сомнений в том, что у полупроводников p-типа электрический ток осуществляется как бы положительно заряженными электронами, в действительности же это просто результат сложного взаимодействия большого комплекса обыкновенных электронов [12].

В зоне, где не достает нескольких электронов для полного заполнения, можно наблюдать электропроводность, которая согласно Гейсенбергу [13] имеет как раз такую величину, как будто бы свободные термы вышеупомянутой зоны были заполнены электронами с положительным зарядом, которые называются просто дырками. Дырки можно считать электронами, но мы должны иметь ввиду, что дырки ведут себя только «как» положительные электроны. В действительности это — недостающие электроны и их поведение объясняется действием остальных электронов, т. е. каким образом последние заполняют и освобождают свободные места в зоне. Формально взаимодействие между электронами и решеткой кристалла описывается посредством введения эффективной массы электронов.

2.34 СООТНОШЕНИЕ ПОДВИЖНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Если измеряется подвижность носителей тока обычными методами, то на одном образце можно определить подвижность только одного типа носителей: методом Холла определяем подвижность основных носителей и методом Шокли неосновных носителей [15]. Однако для теоретических и практических целей необходимо часто знать соотношение

$$b = \mu_n/\mu_p \qquad (2-59)$$

Это является возможным, если измерять температурную зависимость удельного сопротивления [14].

Точно измеряемые величины $\log \varrho$ изображаются как функция $1/T$ *(рис. 15).*

Отрезок прямой собственной проводимости экстраполируется так же, как и отрезок прямой примесной проводимости, до тех пор, пока эти прямые не пересекутся. Точкой пересечения определяются величины ϱ_1 и T_1. Затем определяют величину ϱ_2, которая соответствует температуре T_1. Отношение $\varrho_1/\varrho_2 = r$ по-

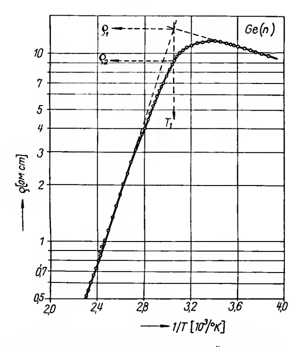


Рис. 15. Определение соотношения подвижностей электронов и дырок для германия n-типа (Л. Т. Гантер [14])

Посредством экстраполирования (пунктир) определяются величины ϱ_1 и ϱ_2, по которым можно определить величину b

зволяет произвести непосредственное вычисление соотношения подвижности b для материала p-типа.

$$b = 1/(r-1) - r \qquad (2-60)$$

и для материала n-типа

$$1/b = 1/(r-1) - r$$

Собственная проводимость определяется выражением

$$\varrho_i = 1/[n_i e(\mu_n + \mu_p)]$$

а примесная проводимость — выражением

$$\varrho = 1/pe\mu_p$$

В точке пересечения

$$\varrho_1 = \varrho_i = \varrho \quad \text{или} \quad \varrho_1/n_i = 1 + b\,.$$

При температуре T_1

$$\varrho_2 = 1/[ne\mu_n + (n + p)e\mu_p]$$

и тогда получаем

$$r = \varrho_1/\varrho_2 = (nb + n + p)/p$$

Согласно закону Гульдберг-Ваага будет справедливо

$$n_i^2 = n\,(p + n)\,.$$

Из этих уравнений получаем выражение (2—47). Недостатком этого метода является малая точность результата. Точность измерения r должна быть на один порядок выше, чем точность, требуемая для вычисления b. Из *рис. 15* получаем $b = 2{,}0$, что вполне согласуется с нормальными значениями для германия.

Одновременно с тем было определено и точное значение собственной проводимости германия, а именно:

T/°K	300	333	400
ϱ/ом . см	$47{,}0 \pm 0{,}5$	$11{,}0 \pm 0{,}1$	$1{,}23 \pm 0{,}01$

2.35 ВВЕДЕНИЕ (ИНЖЕКЦИЯ) НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Носители тока, находящиеся в кристалле в большинстве (с большей концентрацией), определяют тип проводимости и называются основными. Аналогично носители тока, находящиеся в меньшинстве, называются неосновными. Хотя неосновные носители тока нормально составляют только ничтожный процент общей концентрации носителей, они имеют решающее значение в процессах выпрямления и при транзисторном эффекте. Только после того, как роль неосновных носителей была ясно определена и сформулирована, стало возможным конструирование усилительных полупроводниковых приборов.

Процесс введения (инжекции) неосновных носителей существенно отличается от нормальных явлений. Ввиду этого будет полезно сравнить оба процесса. Нормальная проводимость тока проходит приблизительно следующим образом:

Предположим, что имеется кристалл германия n-типа, на концах которого укреплены невыпрямляющие контакты. Если

к этим контактам мы приложим напряжение, то ток потечет таким образом, что из металлического электрода электроны входят в кристалл на одном конце, а на другом конце выходят из него. При этом общее количество электронов в кристалле вовсе не изменяется. Вместе с тем следует точно провести различие между действительной скоростью электронов, которая при нормальных электрических

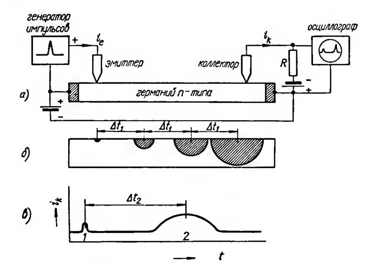


Рис. 16. Наблюдение движения и диффузии группы введенных неосновных носителей тока (дырок) в кристалле германия n-типа. (Хайнис и Шокли [15])

а) Принципиальная схема опыта. Генератор импульсов посылает в эмиттер кратковременные положительные импульсы в интервалах Δt_1. *б)* Изображение распространения в кристалле группы введенных дырок. Дырки перемещаются под влиянием электрического поля слева направо. При этом вследствие диффузии расширяется объем, который занимает группа дырок. Характеристика коллекторного тока, наблюдаемая на экране осциллографа. Первый импульс *1)* образован активной составляющей тока в момент инжектирования; второй импульс *2)* образован дырками, которые через интервал времени Δt_2 доходят к коллектору. Вследствие диффузии этот импульс становится шире первоначального импульса генератора. Для того чтобы изображение было однозначным, интервал времени Δt_1 должен быть больше, чем Δt_2

полях вследствие данной подвижности очень незначительна, и скоростью, с которой распространяется электрическое поле вдоль кристалла и которая равна скорости распространения света. Это значит, что электрический сигнал практически появится на другом конце кристалла мгновенно, как только будет приложено электрическое напряжение, и не надо ждать до тех пор, пока носители тока появятся на другом конце кристалла. Это подобно водопроводной трубе, наполненной водой, на одном конце которой находится насос. Как только насос начнет работать, то из другого

конца трубы вода начнет вытекать сразу, так как напорная волна насоса распространяется от начала водопровода со скоростью звука, и не надо ждать до тех пор, пока частицы воды, находящиеся в начале трубы, дойдут до ее конца.

В противоположность этому при введении неосновных носителей получается совершенно иная картина. Здесь надо ждать сигнала до тех пор, пока носители действительно дойдут до того места, где могут быть измерены.

Установка для основного эксперимента изображена на *рис. 16* [15, 16]. На концах длинного и тонкого кристалла германия n-типа находятся металлические контакты, к которым приложено небольшое напряжение для создания слабого электрического поля E. Если присутствуют дырки, то они движутся по направлению поля до тех пор, пока не дойдут к электроду (к), который для лучшего захвата дырки исполнен в виде точечного контакта с отрицательным потенциалом.

В начале кристалла расположен еще один точечный контакт (е), который может вводить дырки в кристалл, если он обладает положительным потенциалом относительно кристалла. Инжектирующий контакт поставляет в германий положительные носители тока, так как электроны, которые входят из германия в контакт, происходят, главным образом, из валентной зоны, вследствие энергетических соотношений, а не из зоны проводимости: таким образом образуются свободные дырки. Под действием электрического поля эти дырки распространяются вдоль кристалла и могут быть измерены на контакте (к).

Происходит это следующим образом: к контакту (е) приводят короткий положительный импульс. В тот же самый момент, вследствие нормального способа прохождения тока, на контакте (к) также появляется импульс, распространяющийся со скоростью света. Этот импульс служит в качестве нулевой метки времени на экране электроннолучевой трубки осциллографа. Через определенное время появится следующий сигнал, на этот раз от введенных дырок, которые движутся медленно вдоль кристалла. Измеряя непосредственно на экране интервал времени между обоими импульсами и расстояние между контактами (е) и (к), определяют скорость распространения дырок и, если известно электрическое поле в кристалле, подвижность неосновных носителей.

На основании действия различных напряжений можно экспериментально доказать, что действительно речь идет о свободных дырках.

Эти введенные дырки являются избыточными, вызывают отклонение от равновесного состояния, как этого требует закон

Гульдберг-Ваага, и поэтому не могут быть стабильными. Они обладают определенным временем жизни τ, по истечению которого вновь рекомбинируют с основными носителями до тех пор, пока опять не будет достигнуто равновесного состояния. Избыточная концентрация уменьшается во времени по экспоненте. От места введения избыточные неосновные носители распространяются равномерно по всему кристаллу при условии, что электрическое поле отсутствует. Этот процесс объясняется диффузией подобно тому, как распространяются молекулы определенного вида в среде других молекул, например, капля краски в воде и т. п. Коэффициент диффузии D определяется подвижностью неосновных носителей, согласно соотношению Эйнштейна, по которому коэффициент диффузии прямо пропорционален подвижности:

$$D = \mu kT/e \qquad (2-61)$$

Коэффициент диффузии и время жизни связаны уравнением

$$D\tau = L_{\mathrm{D}}^2 \qquad (2-62)$$

где L_{d} — диффузионная длина, т. е. расстояние, на котором концентрация введенных неосновных носителей уменьшилась вследствие рекомбинации до $1/e$ первоначальной концентрации. Измерение диффузионной длины является простым средством для определения времени жизни.

Время жизни в германии находится обычно в пределах от 0,1 до 10 000 мксек, в кремнии — от 0,01 до нескольких тысяч мксек; это связано с тем, какое количество центров рекомбинации заполнено в кристалле, так как рекомбинация проходит только посредством определенных мест нарушений. В данном случае нужно проводить различие между объемной рекомбинацией и рекомбинацией поверхностной. В особенности при норнальной конфигурации, которой отличаются кристаллические приборы, для эффективного времени жизни поверхность кристалла имеет решающее значение.

Когда поверхность механически повреждена, например, шлифовкой, то скорость рекомбинации возрастает, а время жизни сокращается. Объемная рекомбинация зависит от совершенства кристаллической решетки и от рода примесей в ней.

Теперь встает вопрос, почему можно вводить неосновные носители, почему у них такое продолжительное время жизни и почему не могут быть вводимы основные носители [12].

Рассмотрим сначала введение основных носителей тока. Возьмем кристалл германия с концентрацией свободных электронов $n = 10^{16}\ .\ \text{см}^{-3}$.

При помощи импульса тока увеличим эту концентрацию на 10^{15} . см$^{-3}$, т. е. на 10%. Однако это удастся сделать только на крайне короткое время, так как пространственный заряд q возбуждает электрическое поле $\mathbf{E}$, которое весьма быстро отводит излишний заряд. В выравнивании заряда принимают участие все электроны в кристалле, а не только небольшая часть вводимых электронов. Здесь действительны закон непрерывности

$$\partial q/\partial t = -\operatorname{div} i$$

и закон Ома

$$i = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \operatorname{grad} V$$

так что

$$\partial q/\partial t = +\sigma \Delta V$$

Согласно уравнению Пуассона $\Delta V = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} q$, поэтому получим

$$\partial q/\partial t = -\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} q$$

Проинтегрировав, получим

$$q(t) = q(\mathrm{o}) \exp\,(-\, t/\tau_{\text{рел}})\ ,$$

откуда время релаксации будет:

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{en\mu_{\mathrm{n}}} \qquad (2\text{—}63)$$

а это значит, что время релаксации зависит от общей исходной концентрации носителей, а не от небольшого количества введенных основных носителей. В нашем случае время релаксации будет $2{,}5\ .\ 10^{-13}$ сек, т. е. такое короткое время, которое не имеет практического значения.

Мы видим, что нельзя вводить основные носители тока, так как это обозначало бы введение свободного заряда в проводящую среду.

Совершенно другие соотношения имеют место при введении неосновных носителей, например, при введении дырок в германий n-типа. В этом случае пространственный заряд не образуется, а следовательно не будет электрического поля, которое устранило бы введенные носители. Введенные дырки сразу же в кристалле нейтрализируются увеличенной концентрацией свободных электронов, вследствие чего не может образоваться электрическое поле, которое могло бы вызвать оттекание введенных дырок.

Только общая концентрация (как дырок, так и электронов) будет увеличена в сравнении с равновесным состоянием, так что

рекомбинация носителей превышает генерацию, а увеличенная концентрация постепенно уменьшается до равновесного состояния. Зависимость от времени выражается следующим уравнением (см. 2—23)

$$\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = \mathrm{d}p/\mathrm{d}t = g - rnp = r\,(n_i^2 - np) \qquad (2-64)$$

Приведем следующий пример. Пусть германий n-типа содержит 10^{16} см$^{-3}$ электронов. В таком случае он содержит также около 10^{10} . см$^{-3}$ дырок, если для упрощения берем $n_1 = 10^{13}$. см$^{-3}$. При введении дырок $\delta_p = 10^{11}$. см$^{-3}$ (что создает одинаковое увеличение концентрации электронов на $\delta_n = 10^{11}$. см$^{-3}$) получим уравнение:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta_n = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta_p = \mathrm{r}\,[n_i^2 - (n + \delta_n)(p + \delta_p)] = $$
$$= -\,\mathrm{r}\,(n\delta_p + p\delta_n + \delta_n\delta_p) \qquad (2-64а)$$

Предполагая, что неосновные носители имеют значительно меньшую концентрацию, чем основные, можно пренебречь последними двумя членами и тогда зависимость избыточной концентрации от времени будет выражаться следующим уравнением

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta_n = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta_p = -\,rn\,\delta_p = -\,\frac{\delta_n}{\tau_p} \qquad (2-64б)$$

Концентрация избыточных носителей, таким образом, уменьшается во времени по экспоненциальному закону

$$\delta_n = \delta_p \sim \exp\,(-\,t/\tau_p) \qquad (2-65)$$

Время жизни неосновных избыточных носителей $\tau_p = 1/rn$ зависит, следовательно, от коэффициента рекомбинации и от концентрации основных носителей.

Значение введения неосновных носителей заключается в том, что оно дает возможность существенно воздействовать на проводимость кристалла, следовательно, позволяет конструировать кристаллические приборы.

2.4 НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Как мы видели в предшествующей главе, зависимость тока от приложенного напряжения в гомогенном полупроводнике линейная, т. е. подчиняется закону Ома, поскольку электроны в электрическом поле во время среднего свободного пробега не

приобретают скорость, сравнимую с тепловой скоростью электронов.

Однако, как только полупроводник становится негомогенным, вольтамперная характеристика становится нелинейной и несимметричной, т. е. не только становится несправедливым закон Ома, но также и величина тока при одинаковом напряжении становится зависимой еще и от направления электрического поля. Это явление имеет большое практическое значение, так как в самой выразительной форме позволяет осуществлять конструкцию выпрямителей.

Но даже и в том случае, когда явление не особенно выразительно, оно все-таки имеет большое значение хотя и в неблагоприятном смысле, так как делает затруднительным надежное соединение полупроводников с металлами.

Неоднородность полупроводника может осуществиться различными способами. Неоднородность — это локальное изменение концентраций носителей тока, происходящее либо вследствие изменения локального распределения активных примесей (p-n-переход или n-n′- либо p-p′-переход), либо вследствие различной активации в разных местах при постоянном распределении примесей, либо вследствие диффузионных явлений электронов на границе металл—полупроводник.

Самым простым и вместе с тем самым совершенным выпрямляющим устройством является p-n-переход, хотя и могло бы казаться, что соединение металла с полупроводником будет проще. Происходит это оттого что полупроводник обладает на поверхности иными свойствами, чем внутри. Обычно на поверхности имеется дипольный слой адсорбированных атомов, которые экранируют внутреннюю часть кристалла так, что при контакте металл собственно приходит в соприкосновение не с полупроводником, но с тем поверхностным слоем, который имеет свойства, отличающиеся от полупроводника. На p-n-переходе подобных явлений нет. Можно утверждать, что p-n-переход представляет самую совершенную и самую чистую из известных фазных границ.

С исторической точки зрения заслуживает внимания тот факт, что Б. Я. Давыдов [17] уже в 1938 году предсказал существование p-n-переходов, но в то время они не могли быть рассмотрены, так как для осуществления таких переходов не было ни теоретических, ни практических знаний; только в 1949 году В. Шокли подробно разработал теорию [18] переходов для германия и кремния.

Такие переходы вскоре были осуществлены [19], [20], [21], [22], [23].

Соединение металла с полупроводником было осуществлено уже раньше и поэтому первые попытки теоретически объяснить явление выпрямления были направлены в эту сторону. Этим вопросом занимались главным образом Шоттки [24], Френкель и Иоффе [25] а также Вильсон [26]. В 1938 году почти одновременно и независимо друг от друга Мотт [27], Давыдов [17] и Шоттки [28], [29], [30] разработали теории запорных слоев, которые в настоящее время имеют более или менее только историческую ценность.

Интересно, сколько работы в свое время было затрачено для объяснения явления выпрямления на границе металл-полупроводник, причем ни кому не пришло в голову, что было бы также трудно объяснить отсутствие выпрямления на разделе металл-полупроводник.

В дальнейшем мы займемся объяснением явлений p-n-перехода.

2.41 p-n-ПЕРЕХОД

p-n-Переход имеет место в том случае, если в кристалле существует область с проводимостью n-типа, которая переходит в область p-типа. При этом является важным, чтобы переход из одной области в другую был осуществлен внутри монокристалла. Следовательно, для образования перехода недостаточно только прижать друг к другу, например, два куска германия, обладающих обратным типом проводимости.

Допустим, что имеется кристалл германия (*рис. 17)*, у которого одна половина содержит доноры, а другая акцепторы. Для упрощения предполагаем, что переход симметричный, т. е. концентрация доноров n_D равна концентрации акцепторов n_A, в нашем случае (12) будет

$$n_D = n_A = 10^{16} \, . \, \text{см}^{-3}$$

При комнатной температуре можно предполагать существование полной ионизации примесей, так что концентрация электронов в правой части кристалла будет $n_N = 10^{16}$ электронов/см^3, а в левой половине концентрация дырок $p_P = 10^{16}$ см$^{-3}$. Вследствие тепловой ионизации образуются также и неосновные носители согласно соотношению $np = n_i$, так что мы должны считать, что в левой части будет концентрация $n_P = 10^{10}$ электронов/см^3, а в правой половине $p_N = 10^{10}$ дырок/см^3. Хотя в n-области приходится на один миллион электронов только одна дырка и аналогично в p-области на миллион дырок — только один электрон,

все-таки нельзя пренебрегать влиянием этих неосновных носителей, так как они оказывают решающее влияние на характеристику выпрямления. Для упрощения предполагаем, что концентрация акцепторов в левой половине постоянная и что в правой половине

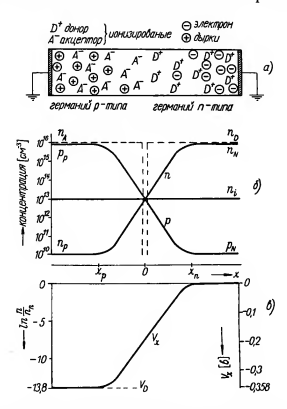


Рис. 17. p-n-Переход в кристалле германия. Случай отсутствия тока [12]
а) Распределение активных центров и свободных носителей тока. Доноры и акцепторы распределены равномерно в своей области. Электроны и дырки вблизи перехода имеются в меньшем количестве, чем на более удаленном расстоянии. *б)* Распределение концентрации электронов и дырок на крутом переходе. Концентрация доноров и акцепторов изображена пунктиром. *в)* Распределение потенциалов в области перехода

кристалла она переходит скачком в постоянную концентрацию доноров.

Однако концентрация электронов и дырок на границе p-n-перехода не совершает такого резкого перехода (см. *рис. 17*), а понижается постепенно с первоначальной величины 10^{16} . см$^{-3}$ до

величины собственной проводимости 10^{13} . см$^{-3}$. Такое поведение вытекает из основных законов электричества и это наглядно можно объяснить следующим образом:

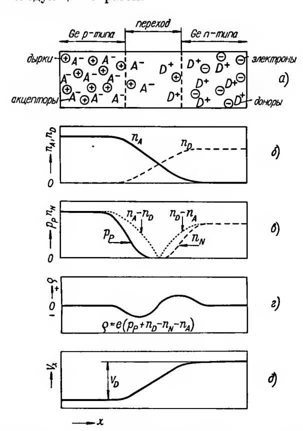


Рис. 18. Схематическое изображение p-n-перехода с неодинаковой концентрацией акцепторов и доноров (постепенный переход). (Шокли [38])

а) Распределение акцепторов, доноров, электронов и дырок вблизи области перехода. *б)* Распределение концентрации акцепторов и доноров на переходе. *в)* Результирующее распределение концентрации электронов и дырок при тепловом равновесии (отсутствие тока). *г)* Местное распределение пространственного заряда. *д)* Потенциал V_x, соответствующий пространственному заряду

Электроны будут диффундировать из правой половины, где их концентрация больше, в левую половину, где их концентрация очень мала. Тоже самое справедливо и для дырок в обратном направлении.

Переход электронов и дырок будет продолжаться до тех пор, пока электрическое поле, которое возбуждается пространственным зарядом ионизированных неподвижных доноров и акцепторов, не приостановит дальнейшего тока. Поэтому, даже когда внешний источник напряжения не подключен, на p-n-переходе существует постоянное электрическое поле. Это электрическое поле создает поток электронов и дырок через переход в направлении, обратном потоку электронов и дырок, создаваемому градиентом концентрации носителей. В равновесном состоянии в отсутствии тока во внешней цепи диффузионный ток электронов и дырок через переход равняется току, возбуждаемому внутренним электрическим полем. Последнее представляет потенциальный барьер, который является причиной проводимости в одном направлении. Величина потенциала может быть рассчитана на основании следующего соображения:

Положительный пространственный заряд в области $x > 0$ изгибает электростатическую кривую потенциала V_x книзу, согласно уравнению Пуассона

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qx}{\varepsilon\varepsilon_0} < 0 \qquad (2-66)$$

а отрицательный пространственный заряд в левой половине ($x < 0$) кристалла изгибает кривую потенциала V_x обратно в горизонтальное положение, так что получается потенциальная ступенька.

Для дальнейшего расчета можно воспользоваться аналогией зависимости давления воздуха от высоты над поверхностью Земли. Равновесное состояние в атмосфере можно принимать за динамическое равновесие между потоком воздуха сверху вниз вследствие притяжения молекул воздуха в земном гравитационном поле и потоком воздуха снизу вверх под действием градиента давления. В данном случае справедливо барометрическое уравнение:

$$n_x = n_0 \exp\left(-\frac{mgx}{kT}\right) \qquad (2-67)$$

где n — плотность воздуха на высоте x,
m — масса молекулы и
g — ускорение притяжения Земли.

Подставив вместо потенциальной энергии mgx молекулы воздуха электростатическую энергию $-eV_x$ электрона в потенциале V_x, получим выражение для электрона

$$n_x = n_N \exp\left(\frac{eV_x}{kT}\right) \qquad (2-68)$$

и для дырок

$$p_x = p_P \exp\left(\frac{-eV_x}{kT}\right) \qquad (2-68a)$$

Высота потенциальной ступени называется диффузионным напряжением V_D. Величину диффузионного напряжения можно определить из уравнений (2—68, 68а) в предположении, что для

$$x \to -\infty \quad \text{будет} \quad V_{-\infty} = -V_D$$

так что

$$p_P/p_N = n_N/n_P = \exp(eV_D/kT) \qquad (2-69)$$

откуда

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln(n_N/n_P) \qquad (2-70)$$

В нашем числовом примере будет

$$V_D = \frac{1{,}38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} \cdot 2{,}3 \log \frac{10^{16}}{10^{10}} = 0{,}36 \text{ в}$$

Если воспользуемся энергией Ферми, то получим результат в более простом виде, как разность уровней Ферми для областей N и P, т. е.

$$V_D = (E_{f_1} - E_{f_2})/e \qquad (2-71)$$

При этом следует упомянуть, что на переходе уровни в обеих частях (см. *рис. 20а*) выравниваются и что зоны в месте пере-

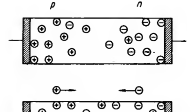


Рис. 19. Качественная модель процесса выпрямления на p-n-переходе. Изображены только свободные носители тока

а) Переход в отсутствие внешнего напряжения. *б)* Направление прямого тока. Если напряжение действует с указанной полярностью, то электроны и дырки движутся через переход и ток течет. *в)* Обратное направление. При указанной полярности приложенного напряжения через переход может пройти только небольшая часть неосновных носителей, которые создают остаточный ток. Основные носители удаляются от перехода и расширяют зону пространственного заряда, ток не течет

хода закривляются. Энергии E_{f_1} и E_{f_2} отсчитываются от верхней границы валентной зоны отдельных материалов перед образованием перехода.

а) Переход при прохождении тока

Если к p-n-переходу *(рис. 19б)* приложим напряжение так, чтобы область p-типа была соединена с положительным полюсом, а область n-типа с отрицательным полюсом источника напряжения,

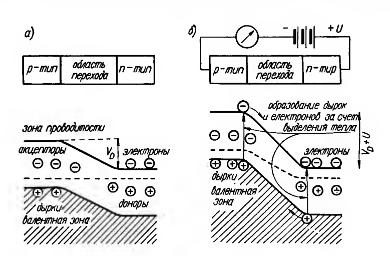


Рис. 20. Зонная модель p-n-перехода

а) Переход при тепловом равновесии, внешнее напряжение отсутствует. Уровни Ферми уравниваются, и между обеими секциями образуется потенциальная разность V_D, которая препятствует проникновению дырок в область n-типа, а электронов в область p-типа. *б)* Если будет подключен внешний источник напряжения U в таком направлении, что потенциальная разность увеличивается до $V_D + U$, то получится обратное направление тока. Обратный ток состоит из неосновных носителей тока, образовавшихся в области перехода вследствие тепловой генерации. Потенциальный барьер их не задерживает, а наоборот, ускоряет

то как электроны, так и дырки пройдут через переход, так как они притягиваются электростатическими силами, а именно положительно заряженные дырки к отрицательному электроду, а отрицательно заряженные электроны к положительному электроду. Через переход протекает большой ток в направлении, которое мы называем прямым; переход представляет малое сопротивление. При этом в левой части кристалла электрический ток переносится дырками, а в правой электронами. Дырки, которые перейдут через

переход в область n-типа, не могут там существовать стабильно и рекомбинируют с электронами; время их существования в области n-типа называется временем жизни. Расстояние, на которое проникают дырки через переход в область n-типа, определяется диффузионной длиной. Это значит, что p-n-переход, к которому было приложено напряжение в прямом направлении, хорошо инжектирует неосновные носители тока, что важно для транзисторной техники. Ток дырок постепенно переходит в ток электронов. Аналогичные рассуждения относятся также и к электронам, которые переходят в область p-типа.

Совершенно другая картина получается при обратной полярности приложенного напряжения (*рис. 19в*). В этом случае электростатические силы действуют так, что как электроны в области n-типа, так и дырки в области p-типа удаляются от перехода и практически ток прекращается. Это — направление обратное; переход представляет большое сопротивление. Наблюдаемый при этом остаточный ток образован неосновными носителями тока, для которых напряжение имеет благоприятную полярность для их движения через переход.

б) Формулировка процессов, происходящих на переходе

Необходимо уточнить качественную и упрощенную картину процессов, происходящих на переходе при прохождении тока, для того чтобы мы могли уяснить существенные влияния, определяющие электрические свойства и получить математическое выражение для вольтамперной характеристики.

В качестве примера рассмотрим переход с малой рекомбинацией по Шокли [31], [12]; зто значит, что применяемый кристалл должен быть по возможности лучшим монокристаллом, для того чтобы неосновные носители обладали длительным временем жизни. На *рис. 21* изображены соотношения при прохождении тока в прямом направлении. В левой части ток проходит за счет дырок, в правой — электронов, а около перехода ток дырок постепенно переходит в ток электронов.

При длительном времени жизни электроны проникают глубоко в область p-типа, а дырки — в область n-типа. При этом глубина проникновения значительно больше, чем толщина зоны перехода, Эта картина изображена на *рис. 21*. Мы видим, что электрический ток постепенно переходит из электронного в дырочный. В нашем случае на границе перехода в точке x_p из общего тока электронам принадлежит 49%, а дыркам 51%. В середине зоны перехода соотношения электронов и дырок выражается 50 : 50

и на конце зоны в точке x_n доля электронов составляет 51%, а дырок 49%. Для окончательной передачи тока электронов дыркам или наоборот требуется, следовательно, бóльшее расстояние в кристалле.

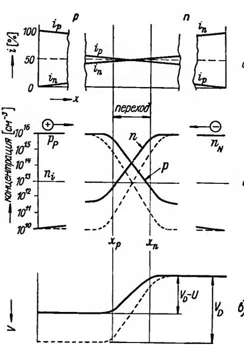


Рис. 21. Выпрямитель с p-n-переходом (с малой рекомбинацией). Изображен случай прямого направления [12]

а) Местное распределение тока электронов и дырок. *б)* Распределение концентрации электронов и дырок. Распределение в отсутствие тока изображено пунктиром. *в)* Распределение потенциала на переходе (распределение в отсутствие тока изображено пунктиром). Влево от x_p и вправо от x_n потенциал не будет строго постоянным, а существует небольшой подъем, создаваемый приложенным внешним напряжением, что однако при данном масштабе нельзя заметить

Рассмотрим соотношение в точке x_p. Довольно большое количество дырок дает приблизительно такую же часть электрического тока, как и значительно меньшая группа электронов (см. распределение плотности электронов и дырок на *рис. 21б*). Это может происходить оттого что большое количество дырок под действием небольшого электрического поля, возбужденного приложенным напряжением в прямом направлении, движется с малой скоростью, тогда как небольшое количество электронов, т. е. неосновных носителей тока, которое прошло через переход в область p-типа вследствие большого градиента концентрации, обладает очень большой скоростью. Поэтому ток электронов практически является исключительно диффузионным током; а током, возбужденным приложенным напряжением можно пренебречь. Однако этот диффузионный ток в пространственном отношении не является постоянным, а все более уменьшается с увеличивающимся расстоянием от поля перехода, так как рекомбинация неосновных носителей преобладает над генерацией. При этом решающим фактором будет диффузионная длина электронов L_n в германии p-типа и на-

оборот. Пространственное уменьшение тока электронов с увеличивающимся расстоянием от слоя перехода определяется уравнением

$$n(x) = n_p + C \exp\left(\frac{x - x_p}{L_n}\right), \qquad (2-72)$$

так что логарифм концентрации электронов имеет вид прямой с направлением к $(-\infty)$ до тех пор, пока $n(x)$ много больше равновесной концентрации n_p. Наклон этой прямой определяется диффузионной длиной L_n таким образом, что концентрация $n(x)$ на расстоянии L_n падает до $1/e$. Из предшествующего уравнения следует, что в точке x_p часть тока, переносимая электронами, выражается уравнением

$$i_n(x_p) = \frac{eD_n}{L_n}[n(x_p) - n_p] \qquad (2-73)$$

Для того, чтобы мы могли получить выражение для вольтамперной характеристики, мы должны знать увеличение концентрации $[n(x_p) - n_p]$ в начале x_p выброса диффузионного тока электронов как функцию напряжения U на p-n-переходе. Согласно теории Шокли это возможно осуществить таким образом, что учитываем небольшую рекомбинацию, т. е. длительное время жизни неосновных носителей и вместе с тем большую диффузионную длину. С математической точки зрения это значит, что диффузионная длина в сравнении с шириной зоны перехода $(x_p - x_n)$ должа быть большой.

С физической точки зрения зто имеет значительные последствия. Внутри узкой зоны перехода концентрация злектронов (неосновных) уменьшается на несколько порядков, вне зоны перехода тоже уменьшается, но на диффузионной длине в направлении $-x$ в $1/e$ раз. Это медленное падение называем поэтому выбросом диффузионного тока. Градиент концентрации, а также диффузионный ток, должен чрезмерно возрастать, если будем продвигаться от диффузионного выброса в зону перехода. Так как часть тока i_n, переносимая электронами, при этом практически не изменяется, то это является возможным только в том случае, если в зоне перехода большой диффузионный ток компенсируется приблизительно таким же током за счет электрического поля. Но зто значит, что в зоне переходов должно существовать равновесие Больцмана [см. (2—68)], вследствие чего внутри переходной зоны распределение потенциала $V(x)$ будет прямо пропорционально логарифму концентрации электронов $n(x)$. Это условие уже существовало раньше при равновесном состоянии в отсутствие тока и поэтому следует, что повышение кривой потенциала $V(x)$ с повышением напряжения U связано в области p-типа с увеличением

кривой концентрации $n(x)$ в точке x_p на коэффициент $\exp(eU/kT)$; поэтому получим

$$n(x_p) = n_P \exp(eU/kT) \qquad (2-74)$$

Но это и есть искомое соотношение между приложенным к переходу напряжением и концентрацией электронов в начале диффузионного выброса. Характеристика $i = f(U)$ p-n-перехода получается из уравнений (2—74) и (2—73), а именно

$$i_n(x_p) = \frac{eD_n}{L_p} p_N [\exp(eU/kT) - 1] \qquad (2-75)$$

Для того чтобы получить общий ток, проходящий через переход, нужно еще прибавить часть тока, переносимую дырками. Так как на переходе имеются одинаковые части тока как электронов, так и дырок, то по аналогии получим

$$i_p(x_n) = \frac{eD_p}{L_p} n_p [\exp(eU/kT) - 1] \qquad (2-75a)$$

Последние два уравнения определяют, таким образом, общий ток в прямом направлении

$$i = e\left(\frac{D_n n_P}{L_n} + \frac{D_p p_N}{L_p}\right) \cdot [\exp(eU/kT) - 1] \qquad (2-76)$$

Выражение перед квадратной скобкой представляет так называемый остаточный ток

$$i_0 = e\left(\frac{D_n n_P}{L_n} + \frac{D_p p_N}{L_p}\right), \qquad (2-76a)$$

который течет в обратном направлении независимо от величины приложенного напряжения ($-U$) до тех пор, пока это напряжение будет больше, чем диффузионное напряжение и меньше, чем напряжение, вызывающее, вследствие превышения критической величины электрического поля, эффект Зенера.

Повторим еще раз в сжатой форме процессы, происходящие при прохождении тока через переход в прямом направлении. Ввиду применения таких переходов в качестве вводящих (инжектирующих) контактов для плоскостных транзисторов, возьмем числовой пример, отвечающий эмиттерному переходу (117). Допустим, что удельное сопротивление германия p-типа на эмиттерной стороне составляет 0,005 ом. см., а на стороне базы — 3 ом. см. При тепловом равновесии в отсутствии приложенного напряжения распределение концентрации электронов и дырок соответствует *рис. 22*. Концентрации имеют всюду равновесные зна-

чения за исключением узкой переходной области толщиной порядка 10^{-4} см. Когда p-область получает положительное напряжение смещения по отношению к n-области, то происходит введение дырок в n-область, а электронов в p-область. В точке x_p концентрация электронов повышается с нормальной величины n_p до величины $n(x_p)$. И по мере того как неосновные электроны диффунди-

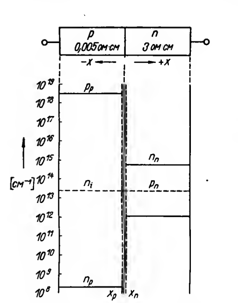


Рис. 22. Схематическое изображение концентрации электронов и дырок на p-n-переходе в условиях теплового равновесия (Ge в качестве примера)

Рис. 23. Изменение концентрации основных электронов и неосновных дырок в n-зоне p-n-перехода, на который действует напряжение 0,12 в в прямом направлении (инжекция), числовые данные те же, как и на *рис. 22*. Шкала линейная

руют дальше внутрь кристалла p-типа, их концентрация рекомбинации постепенно понижается, пока не достигнет окончательной тепловой равновесной концентрации n_p. Это относится также и к неосновным дыркам, которые имеют в точке x_n концентрацию $p(x_n)$, которая продолжает в кристалле n-типа постепенно понижаться до равновесной концентрации p_n.

Как было доказано уравнением (2—74), повышенная концен-

трация $n(x_p)$ однозначно зависит от величины приложенного напряжения U к переходу и от равновесной концентрации неосновных носителей а также от перехода в кристалле, но не зависит от изменения концентрации внутри переходной области. При постоянной температуре отношение $n(x_p)$ к n_p зависит только от приложенного к переходу напряжения. Если в прямом направлении возьмем напряжение $U = 0{,}12$в, то при комнатной температуре будет

$$\frac{n(x_p)}{n_p} = \frac{p(x_n)}{p_n} = 100\,, \qquad (2-77)$$

так что в нашем числовом примере будет:

$$n(x_p) = 100 \,.\, 2{,}0 \,.\, 10^8 = 200 \,.\, 10^8\,\text{см}^{-3} \quad \text{и} \quad p\,(x_n) = 100 \,.\, 1{,}1 \,.\, 10^{12} = \\ = 110 \,.\, 10^{12}\,\text{см}^{-3} \text{ (см. } \textit{рис. 23}).$$

До этого мы рассматривали только неосновные носители тока. Однако по причине сохранения в кристалле электрической нейтральности повышение концентрации неосновных носителей должно быть компенсировано повышением концентрации основных носителей на одинаковую абсолютную величину заряда. На *рис. 23* это явление изображено в линейном масштабе, а на *рис. 24* в логарифмическом масштабе. Здесь мы видим, что ввиду введения неосновных носителей, в общем можно пренебречь повышением концентрации основных носителей. Отклонения от этого допущения можем ожидать только при весьма сильном введении, но тогда получаются такие сложные соотношения, что их рассмотрение выходит за рамки нашей книги. Подчеркиваем, что характеристика в прямом направлении при весьма сильном введении будет квадратичной, как это доказано в новейшей работе [118].

Имеем уравнение

$$I^{\frac{1}{2}} = S \,.\, (U - V_D) \qquad (2-78)$$

где S постоянная величина, которая вытекает из геометрии и физических параметров материала.

Нас еще интересует, каково точное локальное распределение носителей тока, которое изображено на *рис. 24*, и каково изменение тока на переходе по всему кристаллу. Опять для упрощения предполагаем наличие плоского параллельного перехода и такую толщину областей n- и p-типа, на концах которых имеет место нормальное состояние теплового равновесия. В области n-типа плот-

ность неосновных носителей тока определяется уравнением непрерывности, которое в упрощенном случае будет

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_n - p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial i_p}{\partial x} \tag{2—79}$$

Рис. 24. Изменение концентрации основных и неосновных носителей тока на p-n-переходе, к которому приложено напряжение 0,12 в в прямом направлении. Числовые данные те же, как и на *рис. 22*. Шкала логарифмическая. В нижней части изображены токи, созданные напряжением 0,12 в в прямом направлении

Так как $i_p = -eD_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$, то можем написать

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_n - p}{\tau_p} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \tag{2—79a}$$

а в случае постоянного напряжения смещения это уравнение будет упрощено на

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{p_n - p}{D_p \cdot \tau_p} = 0 \qquad (2-79б)$$

причем p является ныне только функцией x, а не t.

При решении используем уравнение (2—74) в качестве краевого условия и предполагаем, что $p(\infty) = p_n$. Тогда будет

$$p - p_n = p_n \cdot [\exp(eU/kT) - 1] \cdot \exp[(x_n - x)/L_p] \qquad (2-80)$$

где L_p является диффузионной длиной неосновных дырок в кристалле n-типа.

Совершенно аналогичное выражение можно вывести для неосновных электронов в кристалле p-типа:

$$n - n_p = n_p \cdot [\exp(eU/kT) - 1] \cdot \exp[(x_p + x)L_n] \qquad (2-80а)$$

Теперь можно легко определить локальное изменение тока неосновных носителей, так как имеет место только диффузионный ток (составляющей тока, возбуждаемого электрическим полем приложенного напряжения, можно пренебречь), получим

$$i_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} \qquad (2-81а)$$

$$i_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x} \qquad (2-81б)$$

Из уравнений (2—80) и (2—81) получим

$$i_p = (eD_p \cdot p_n/L_p) \cdot [\exp(eU/kT) - 1)] \cdot \exp[(x_n - x)/L_p] \quad (2-82)$$

В точке x_n ток неосновных дырок выражается уравнением (2—75б). Для наглядности на *рис. 24* приводим числовой пример для германиевого перехода с величинами, взятыми из *рис. 22*.

В заключение следует подчеркнуть, что прохождение тока в одном направлении на p-n-переходе с большой диффузионной длиной нельзя физически обосновать изменением концентрации носителей тока внутри переходной зоны, но можно считать, что это происходит за счет выброса диффузионного тока неосновных носителей. В собственно переходной зоне, где плотность носителей приблизительно равна инверсионной концентрации n_i, величина требуемого тока получается за счет небольших отклонений от равновесного состояния Больцмана. Решающим является доставка тока в области выброса диффузионного тока неосновных носителей. Однако этот фактор находится в большой зависимости от

направления тока. В прямом направлении требуемое увеличение концентрации практически не ограничено и могут течь неограниченно большие токи. Наоборот, в обратном направлении уменьшение концентрации очень скоро достигает предела, так как концентрация неосновных носителей в начале выброса диффузионного тока не может уменьшаться дальше нулевого значения. Таким образом можно объяснить получение насыщенного тока в обратном направлении, как только напряжение U достигнет величины нескольких десятых вольта.

в) Общие виды перехода

До сих пор мы рассматривали согласно Шоттки так называемый крутой переход, где ширина переходной зоны пренебрежительно мала. Это — абстракция, но ее можно осуществить с достаточной точностью посредством метода Холла [21]. Однако можно также осуществить переход с постепенным изменением концентрации примесей. Но справедливость выведенных соотношений в общем остается неизменной. Важно то, что вольтамперная характеристика образуется под действием двух диффузионных выбросов с зоной Больцмана посередине, где не имеет значения, как изменяется концентрация внутри переходной зоны.

Единственная разница между крутым и постепенным переходами заключается в том, что у крутого перехода напряженность электрического поля в переходной зоне больше, так как приложенное напряжение должно сохраняться в этой узкой зоне, вследствие чего напряженность поля достигнет критического значения раньше, чем у постепенного перехода. Как только напряженность электрического поля достигнет, например, в германии значения 200 кв/см, то будет иметь место эффект Зенера, который заключается в том, что вследствие большой напряженности поля образуются новые носители тока, вызванные переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. При критической напряженности электрического поля ток в обратном направлении быстро возрастает и выпрямитель пробивается. Отсюда следует, что для получения высокого обратного напряжения выпрямителей необходимо образовать постепенные переходы. Далее, выпрямитель с крутым переходом обладает значительно большей емкостью, чем выпрямитель с постепенным переходом, что является весьма важным для применения на высоких частотах [32].

Наконец, можно переход обобщить еще таким образом, что откажемся от симметричности. Практически это значит, что применим, например, на стороне p-перехода сильно легированный герма-

ний, а на стороне n-перехода почти чистый германий, как это в действительности бывает при вплавлении индия в кристалл германия n-типа по способу Холла. В таком случае практически исчезнет из уравнения (2—76) член, относящийся к электронам, так как

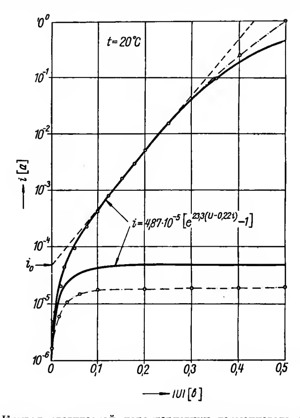


Рис. 25. Кривая статической характеристики германиевого плоскостного диода типа 5 NP 40 [33]

Кривая построена по точкам, определяемым из интерполированного выражения. Величины, полученные измерением, обозначены кружками

дырки имеют такое преобладание, что можно пренебречь неосновными электронами в области p-типа. Это значит, что ток в прямом направлении практически состоит из дырок, которые переходят из области p-типа в область n-типа. Такой переход представляет собой весьма эффективный контакт для введения дырок в германий n-типа.

г) Вольтамперная характеристика перехода

Статическая характеристика p-n-перехода, в котором будет сказываться только действие сопротивления барьера при отсутствии рекомбинации внутри него и без последовательных или параллельных сопротивлений, не зависит от постоянных материала и от распределения примеси в барьере. Имеем

$$i \sim \exp(eU/kT) - 1 \qquad (2-76б)$$

Это значит, что выпрямительные характеристики должны быть одинаковыми за исключением постоянного коэффициента. Однако в действительности мы наблюдаем определенные отклонения, вызванные различными явлениями. Так например, в прямом направлении следует учитывать действие активного сопротивления кристалла германия и вводных проводов, как последовательного сопротивления R, на котором образуется падение напряжения iR, которое следует отнять от приложенного напряжения U; следовательно

$$i = i_0 \{ \exp[\alpha(U - iR)] - 1 \} \qquad (2-76в)$$

Постоянная $\alpha = e/kT$ при комнатной температуре имеет величину 39 в$^{-1}$. На *рис. 25* изображена зависимость тока от напряжения, измеренная на p-n-переходе германия, и для сравнения приведена кривая, полученная вычислением теоретического уравнения.

Если изобразим логарифм тока в прямом направлении как функцию напряжения, то для определенного интервала напряжения получим прямую, наклон которой выражает величину α.

Экстраполируя прямую до нулевого напряжения, определим постоянную i_0, которая должна равняться остаточному току. Отклонения действительной кривой от логарифмической прямой бывают двух видов. С одной стороны, при низших напряжениях ток должен приближаться к нулевому значению, что выражено в уравнении членом -1, с другой стороны, при высшем напряжении в прямом направлении отклонение от логарифмической прямой происходит под действием последовательного сопротивления, которое, кажется, будет переменным. Дело в том, что с повышением напряжения оно уменьшается, что вызвано, с одной стороны нагревом перехода при статическом измерении, с другой стороны, действительным уменьшением удельного сопротивления германия под влиянием сильного введения носителей тока. Величина этого последовательного сопротивления может быть опре-

делена таким образом, что производят отсчет напряжения ΔU при постояном токе и тогда сопротивление будет выражено $\Delta U/i$.

Приводим типичные величины постоянных [33], [34] изме-

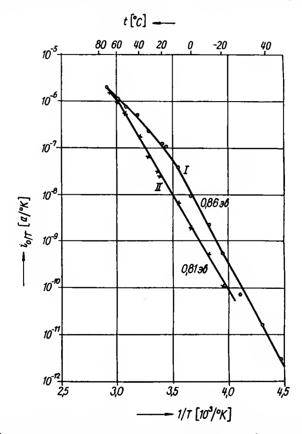


Рис. 26. Температурная зависимость остаточного тока i_0 двух германиевых плоскостных диодов. По подъему можно определить ширину запретной зоны [33]

ренных на нескольких выпрямительных плоскостных диодах типа NP70:

$$i_0 = 5 \,.\, 10^{-6} \div 10^{-4}\,\text{а}\,; \qquad R = 0{,}1 \div 0{,}5\,\text{ом}\,; \quad \alpha = 20 \div 35\,\text{в}^{-1}\,.$$

В обратном направлении отклонения от теоретической кривой будут более значительными. Как видно из *рис. 25* общий характер

кривой хотя и соблюдается, но числовые величины различны и в данном случае для выпрямителя более благоприятны. Как правило обратный ток меньше соответствующей величины i_0, которая была определена экстраполированием экспоненциальной прямой (сравни также с *рис. 6 в*; [36]). Дальнейшие отклонения от

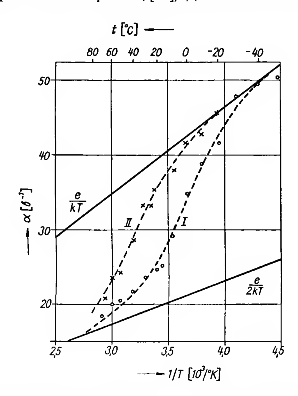


Рис. 27. Температурная зависимость постоянной α двух германиевых плоскостных диодов [33]

выражения (2—76в) получаются, когда напряжение достигнет величины, достаточной для образования критической напряженности электрического поля в переходном слое, так что получается эффект Зенера или лавинообразный подъем тока вследствие ударной ионизации, что проявляется весьма резким повышением тока. Этот эффект нельзя выразить простым уравнением.

Важное отклонение заключается в том, что измеренная по-

стоянная α не бывает для всех выпрямителей одинаковой и находится в пределах

$$e/2kT \leqq \alpha \leqq e/kT$$

При измерении нескольких образцов переходов при различных температурах выяснилось, что экспериментально определенные величины приближаются к прямой e/kT при низких температурах, тогда как при высоких температурах прямая, отвечающая $e/2kT$, представляет собой асимптоту, к которой приближается величина α *(рис. 27)*. В области комнатной температуры величина α находится где-то между обеими прямыми, так что большой разброс от 20 до 35 $в^{-1}$ можно объяснить тем, что переход от одной прямой к другой для каждого выпрямителя настает при немного отличной температуре [35].

T_0 представляет температуру, при которой α имеет величину, лежащую как раз посередине между обеими прямыми. С физической стороны переход с одной прямой на другую значит, что, начиная от температуры T_0, в прохождении тока принимает участие новый механизм. По всей вероятности это значит, что имеет место собственная проводимость германия.

Еще несколько слов об эффекте Зенера. Этот эффект настает на переходе при напряжении от 50 до 500 в в обратном направлении и проявляет себя так, что обратный ток при изменении напряжения на несколько вольт увеличивается на несколько порядков.

Этот эффект возникает вследствие наличия очень сильного электричекого поля, которое вырывает электроны из валентных связей, так что образуется весьма значительная эмиссия свободных носителей. В германии и кремнии критическая напряженность электрического поля составляет от 200 до 250 кв. см.

Мы покажем, как зависит максимальное обратное напряжение от постоянных материала кристалла.

Допустим, что имеется созданный методом диффузии переход, где концентрация акцепторов на много порядков больше, чем концентрация доноров, так что достаточно учитывать в германии n-типа только влияние неосновных носителей, т. е. дырок. Толщина переходной зоны определяется в данном случае уравнением

$$x_b^2 = 3\varepsilon\varepsilon_0 U/en \qquad (2-83)$$

при условии, что пренебрегаем напряжением диффузии V_D, которое значительно меньше обратного напряжения U.

Продифференцировав уравнение (2—83), получим

$$2x_b\,dx = 2\varepsilon\varepsilon_0\,dU/en \qquad (2-84)$$

Если концентрация электронов выражена удельным сопротивлением германия $\varrho_N = 1/\sigma_N = 1/ne\mu_n$, то критическое напряжение на переходе определяется уравнением

$$U_{krit} = \frac{1}{2}\, \varepsilon\varepsilon_0\, \mu_n\, E^2\, \varrho_N = 102\, \varrho_N\, [\text{В}] \qquad (2-85)$$

где σ_N выражено в ом. см. Если же нельзя пренебречь влиянием неосновных электронов в p-области, то (для удельного сопротивления ϱ_p в p-области) получим

для германия

$$U_{krit} \cong 100\, \varrho_N + 50\varrho_P\, [\text{В}] \qquad (2-85\text{а})$$

для кремния

$$U_{krit} \cong 25\varrho_N + 10\varrho_P\, [\text{В}] \qquad (2-85\text{б})$$

Однако выведенное уравнение (2—85) не отвечает опытным данным — обратные напряжения получаются в большинстве случаев в два, три раза меньше. Происходит это от того, что описанный выше эффект Зенера существует только на весьма тонких кремниевых переходах [113], тогда как на нормальных переходах (как кремниевых [114], так и германиевых [115]) происходит пробой вследствие лавинообразной ионизации. В этом случае, как доказали Миллер [115] и Вул [116], зависимость U_{krit} от концентрации примесей не будет соответствовать уравнению (2—85).

д) Емкость p-n-перехода

Пространственный заряд, величина и местное распределение которого зависят от величины приложенного напряжения, представляет собой конденсатор. По величине емкости и по ее зависимости от напряжения можно судить о характере и геометрической конфигурации переходной зоны.

Следует различать два случая:

а) крутой переход по Шоттки,

б) линейный переход с постепенным изменением концентрации примесей.

Для вычисления емкости воспользуемся уравнением Пуассона (2—66) [32], в котором пространственный заряд $q(x) = e(p - n + n_D - n_A)$ состоит из составляющих, выражающих участие свободных электронов и дырок а также ионизированных доноров и акцепторов. Так как емкость проявляется главным образом в обратном направлении, то можно пренебречь влиянием

свободных электронов и дырок, так что $q(x) = e(n_D - n_A)$. Нужно решать уравнение Пуассона отдельно для области n-типа и отдельно для p-области. Проинтегрировав, получим

в области p-типа: в области n-типа:

$$\frac{dV}{dx} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{-x_p}^{x}(n_A - n_D)_x\,dx\,; \quad \frac{dV}{dx} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{x}^{x_n}(n_D - n_A)_x\,dx \quad (2-86)$$

$$V = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{x}^{0}\int_{-x_p}^{x}(n_A - n_D)_x\,dx dx\,; \quad V = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{0}^{x}\int_{x}^{x_n}(n_D - n_A)_x\,dx\,.\,dx \quad (2-87)$$

Так как напряженность электрического поля должна выражаться непрерывной функцией, т. е.

$$(dV/dx)_{x=-0} = (dV/dx)_{x=+0}$$

то будет справедливым уравнение

$$\int_{-x_p}^{0}(n_A - n_D)_x\,dx = \int_{0}^{x_n}(n_D - n_A)_x\,dx \quad (2-88)$$

Это значит, что абсолютная величина полного пространственного заряда будет на обеих сторонах перехода одинаковой.

Уравнение (2—86) определяет величину электрического поля $E = -dV/dx$. Очевидно, что напряженность поля отвечает полному пространственному заряду между x и x_n и что максимальная напряженность поля будет поэтому находиться посередине перехода в точке $x = 0$, что важно для конструкции выпрямителей

$$E_{max} = \frac{Q}{S\,.\,\varepsilon\varepsilon_s}\,, \quad (2-86a)$$

где S — площадь перехода.

Дифференциальная емкость перехода будет

$$C = dQ/dV = dQ/(-dV_p + dV_n) \quad (2-89)$$

Продифференцировав вышеуказанные уравнения, получим

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{x_p + x_n} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{x_b} \quad (2-90)$$

где x_b — ширина переходной зоны. Уравнение (2 — 89) определяет емкость пластинчатого конденсатора, так что переход имеет диффе-

ренциальную емкость как конденсатор, толщина диэлектрика которого равна ширине барьера с пространством, заполненным диэлектриком, диэлектрическая постоянная которого равна диэлектрической постоянной полупроводника.

Если применим вышеупомянутую общую теорию к переходу Шоттки, где для $x < 0$ концентрация акцепторов выражена постоянной величиной n_A, а для $x > 0$ концентрация доноров выражена постоянной величиной n_D, то в точках x_p и x_n будет

$$V(x_p) = -\frac{en_A}{2\,\varepsilon\varepsilon_0} x_p^2 \qquad (2-90а)$$

$$V(x_n) = \frac{en_D}{2\,\varepsilon\varepsilon_0} x_n^2 \qquad (2-90б)$$

где для всей потенциальной ступени V_D будет справедливым $-V(x_n) + V(x_p) = V_D$.

Из уравнения (2—88) получим

$$n_A x_p = n_D x_n\,, \qquad (2-88а)$$

что при обозначении $x_b = x_p + x_n$

$$x_b = x_p\,(1 + n_A/n_D) \qquad (2-91а)$$

$$x_b = x_n\,(1 + n_D/n_A) \qquad (2-91б)$$

значит, что переходной слой лежит полностью в области p-типа ($x_b = x_p$), если $n_D \gg n_A$, и наоборот, если имеем германий n-типа, в котором имеется контакт индия, так что $n_A \gg n_D$, то переход лежит полностью в германии n-типа ($x_b = x_n$). Барьер будет шире в том материале, который обладает бóльшим удельным сопротивлением. Полная разность потенциалов V_D определяется из уравнений (2 — 90а, б); получим

$$V_D = \frac{e}{2\,\varepsilon\varepsilon_0} \frac{n_D\,n_A}{n_D + n_A} x_b^2\,, \qquad (2-92)$$

откуда ширина переходной зоны в отсутствии внешнего напряжения будет

$$x_b = \left(\frac{2\,\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{n_D + n_A}{n_D n_A} V_D\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2-93)$$

При приложенном напряжении U в обратном направлении толщина переходной зоны будет больше

$$x_b = \left[\frac{2\,\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{n_D + n_A}{n_D n_A} (V_D + U)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2-93а)$$

Подставив уравнение (2—93а) в уравнение (2—90), получим выражение для емкости

$$C = S\left[\frac{\varepsilon\varepsilon_e e}{2(U + V_D)}\frac{n_D n_A}{n_D + n_A}\right]^{\frac{1}{2}} \sim U^{-\frac{1}{2}} \qquad (2-94)$$

Крутой переход Шоттки отличается тем, что дифференциальная емкость обратно пропорциональна квадратному корню из прило-

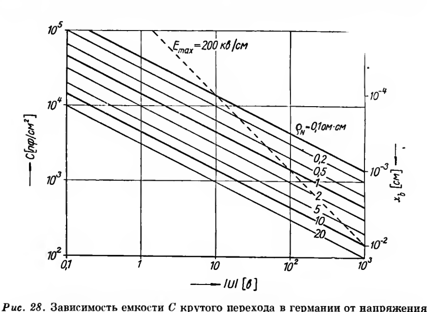


Рис. 28. Зависимость емкости C крутого перехода в германии от напряжения смещения $U = (V_D + U)$ в обратном направлении (Шоттки)

В качестве параметров изображено удельное сопротивление используемого германия. Пунктиром изображено влияние напряженности электрического поля E_{max}, при котором начинается эффект Зенера. Предпологаем, что $\rho_N \gg \rho_P$, вследствие чего в материале n-типа образуется барьер. Толщина барьера изображена на правой стороне рисунка [32]

женного напряжения в обратном направлении. На *рис. 28* изображена зависимость емкости для германия n-типа в предположении, что проводимость области p-типа значительно больше, чем проводимост области n-типа (легированные переходы).

При вычислении емкости C мы пренебрегли влиянием свободных электронов и дырок, которое учитывается главным образом в прямом направлении, где к емкости C следует еще прибавить емкость, которая соответствует заряду дырок, внесенных током

в область n-типа, и заряду электронов, внесенных в область p-типа, так наз. диффузионную емкость.

Измерение емкости как функции приложенного напряжения является важным для определения распределения примесей в переходной зоне и позволяет определить диэлектрическую постоянную полупроводника, которую иначе можно измерять только с затруднениями. Точно также и удельное сопротивление материала с малой проводимостью может быть определено по измерению емкости.

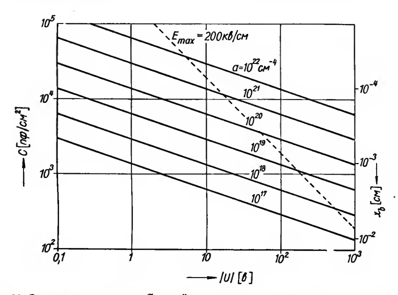


Рис. 29. Зависимость емкости C линейного перехода в германии от смещения U в обратном направлении

В качестве параметра изображен градиент концентрации примесей [см$^{-4}$] в переходном слое. Пунктиром изображено максимальное электрическое поле для создания эффекта Зенера. Толщина барьера X_b изображена на правой стороне рисунка [32]

Если переход линейный, т. е. концентрация $(n_D - n_A)$ является линейной функцией пространственной координаты [31], то будет справедливым уравнение

$$C \sim U^{-\frac{1}{3}} \qquad (2-95)$$

Для практики это значит, что при помощи измерения емкости при различных напряжениях в обратном направлении можно просто определить характер перехода таким образом, что логарифм измеренной емкости изображаем как функцию логарифма прило-

женного постоянного напряжения. Получим прямую, наклон которой для перехода Шоттки составляет $^1/_2$, а для линейного перехода согласно Шокли $-^1/_3$.

На *рис. 29* изображены данные для германия.

е) Свойства p-n-переходов

Уравнение (2—76) определяет все свойства перехода согласно теоретическому анализу. Для более подробного рассмотрения гораздо лучше переписать уравнение (2—76) в виде [32]:

$$i = \frac{kT}{e}(G_P + G_N)\exp(eU/kT) - 1] \qquad (2-76a)$$

При этом проводимости вначале, когда $U = 0$, определены соотношениями

$$G_P = di_p/dU = e\mu_p p_N/L_p = \frac{b}{(1+b)^2\varrho_i^2}\frac{\varrho_n}{L_p} \qquad (2-96a)$$

$$G_N = di_n/dU = e\mu_n n_P/L_n = \frac{b}{(1+b)^2\varrho_i^2}\frac{\varrho_P}{L_n} \qquad (2-96б)$$

где $b = \mu_n/\mu_p$.

Сопротивление перехода вначале, так наз. нулевое сопротивление $1/(G_p + G_N)$, будет тем больше, чем меньше удельные сопротивления материала и чем больше диффузионные длины. Этот немного неожиданный результат объясняется тем, что для сопротивления перехода в обратном направлении решающее значение имеют неосновные носители, которые согласно уравнению (2—29а) имеют тем меньшую концентрацию, чем больше концентрация основных носителей.

Зависимость остаточного тока i_o от температуры будет экспоненциальной, так как собственная проводимость германия в переходной зоне имеет преобладающее влияние, которое подчиняется закону $\varrho_1 \cong \exp(\Delta E/kT)$.

На основании температурной зависимости статических характеристик переходов можно таким способом определить ширину запретной зоны полупроводника. На *рис. 26* приведены измеренные величины для германиевого диода [33].

Соотношение токов электронов и дырок, проходящих через барьер, дается уравнением

$$i_p/i_n = \frac{\varrho_N}{L_p}\frac{L_n}{\varrho_p} = (\varrho_N/\varrho_P)^{\frac{1}{2}} \qquad (2-97)$$

Таким образом, преобладают носители тока того материала, удельное сопротивление которого меньше. При большой разнице удельных сопротивлений областей n- и p-типа в токе участвует практически только один вид носителей и его представляет хороший вводящий (инжектирующий) контакт, пригодный для эмиттера транзистора. При выводе уравнения (2—97) предполагалось, что $\tau_n p_N = \tau_p n_N$, а это не совсем отвечает действительности, так как генерация и рекомбинация зависят от дефектов решетки, которые не должны быть обязательно одинаковыми в областях n- и p-типов.

Наконец, еще приведено небольшое примечание об энергетических соотношениях p-n-перехода (под действием напряжения в прямом направлении) в зонной модели. Мы показали, что при термическом равновесии энергетические соотношения можно выразить при помощи потенциалов Ферми φ и ψ. Однако в случае введения повышается концентрация носителей и соотношение $p_n - n_i^2$ уже не будет справедливым; вследствие этого потенциал Ферми нельзя определить. Однако можно определить новые величины φ_n и ψ_n уравнениями

$$p = n_i \, . \exp\left[e(\varphi_p - \psi)/kT\right] \qquad (2—98а)$$

$$n = n_i \, . \exp\left[e(\psi - \varphi_n)/kT\right] \qquad (2—98б)$$

Эти величины называются потенциалом квази-уровня Ферми для дырок и электронов. Эти квази-уровни Ферми могут принимать различные значения для электронов и дырок в одном и том же месте кристалла. При условии термического равновесия и без приложенного внешнего напряжения, когда $p = p_n$ и $n = n_p$, будет $\varphi_p = \varphi_n = \varphi$.

На *рис. 30* изображена зонная модель p-n-перехода при действии напряжения смещения в прямом направлении. Видно, что квази-уровни Ферми проходят в область перехода и постепенно падают на другой стороне вместе с понижением концентрации введенных неосновных носителей. Энергетические уровни в условиях термического равновесия (в отсутствие внешнего напряжения) изображены пунктиром.

2.42 КОНТАКТ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Точно также и на границе металл-полупроводник могут возникнуть нелинейные и несимметричные сопротивления. Это происходит по той причине, что на границе создаются особые соотношения концентрации электронов, которые отличаются от свойств полупроводника на большем расстоянии от границы. Образуется

так наз. запирающий слой, свойства которого описывает теория Шоттки [29], [30]. Крайний слой полупроводника отличается от остальной части полупроводника тем, что внутри кристалла концентрация носителей тока определена равновесием с активными центрами (доноров или акцепторов), тогда как в крайнем слое концентрация носителей зависит от условий теплового равновесия между электронами металла и полупроводника. При отсутствии

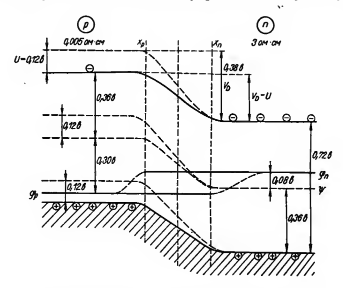


Рис. 30. Энергетические уровни p-n-перехода под действием приложенного напряжения U в обратном направлении

внешнего напряжения количество электронов, переходящих из металла в полупроводник, должно равняться количеству электронов, переходящих через границу в противоположном направлении. При постоянной температуре для этого требуется определенная концентрация электронов (у полупроводника n-типа) на краю полупроводника, выражаемая уравнением

$$n_R = N_C \,.\, \exp(-\,\Delta A/kT) \qquad (2-99)$$

При этом ΔA обозначает работу выхода электронов из металла в полупроводник N_C, см (2—27б). Мы видим, что для концентрации электронов на границе металл-полупроводник имеет решающее значение работа выхода ΔA металла, тогда как внутри кристалла

концентрация электронов зависит от концентрации ионизированных доноров n_D. В общем можно предполагать, что $n_R \neq n_D$. Этим определяется возможность наличия двух случаев:

а) $n_R < n_D$, крайний слой обеднен электронами,

б) $n_R > n_D$, крайный слой обогащен электронами.

В случае б) нельзя ожидать больших заметных явлений, тонкий немного лучше проводящий крайний слой не дает себя знать. Это — невыпрямляющая контактная поверхность металл-полупроводник. Зато в случае *а*) крайний слой вследствие уменьшения концентрации носителей обладает большим сопротивлением, которое может весьма значительно себя проявить даже при малой толщине слоя и вызвать выпрямляющий эффект. Существует закономерность Шоттки, по которой свободные носители тока в полупроводнике легче проходят из полупроводника в металл. Этим можно воспользоваться для определения типа проводимости полупроводника.

При вычислении вольтамперной характеристики контакта поверхности металл-полупроводник нужно различать два случая в зависимости от того, какой величины толщина (малая или большая) крайнего слоя по сравнению со средним свободным пробегом носителей тока. В первом случае (малая величина) имеет место диодная теория, во втором — диффузионная теория.

В заключение следует констатировать, что теория и эксперимент не совпадают. Происходит это в основном по той причине, что контакт не осуществляется между металлом и полупроводником, а в действительности между металлом и поверхностным слоем полупроводника.

2.5 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТРАНЗИСТОРОВ

Транзистор представляет собой прибор, позволяющий усиливать электрические сигналы, причем сопротивление рабочей цепи управляется небольшим сигналом. Можно сравнить функцию транзистора с функцией электрического реле, сущность которого заключается в том, что слабый управляющий сигнал оказывает воздействие на большой рабочий ток в дальнейшей цепи, т. е. сигнал регулирует электропроводность в рабочей цепи; у электромеханического реле это делается посредством изменения в месте контакта эффективного сечения проводника от нуля до конечной величины. Кроме изменения геометрических размеров проводника, можно также изменять электропроводность другим способом, например, посредством увеличения количества носителей тока при

помощи введения неосновных носителей. В зависимости от способа инжектирования различаем разные типы транзисторов. При введении неосновных носителей в невыпрямляющий полупроводник мы говорим о нитевидном транзисторе, который имеет в основном теоретическое значение. Если ток подвергается воздействию на p-n-переходе, то речь идет о транзисторе n-p-n-типа или p-n-p-типа. У точечного транзистора на крайний слой поверхности контакта металла с полупроводником действуют введенные носители тока. Наконец, еще упомянем, что существует униполярный транзистор, в котором не вводятся неосновные носители, а изменяется активное сечение полупроводника под действием управляющего сигнала.

2.51 НИТЕВИДНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Основные явления в транзисторе в наиболее простом виде можно изучать на нитевидном транзисторе согласно Шокли и др. [37].

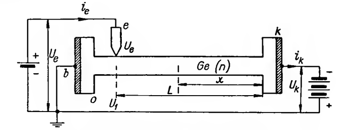


Рис. 31. Нитевидный транзистор

Стерженек монокристалла германия с сечением S около 0,1 мм², длиной около 10 мм. Эмиттер e представляет собой точечный контакт, инжектирующий дырки в германий n-типа [37]

Рис. 31 схематически изображает нитевидный транзистор. Полупроводниковый монокристалл, в конкретном случае германий, сделан в виде относительно тонкого стержня с невыпрямляющими контактами в начале и на конце. Для этой цели сечение кристалла на концах значительно увеличено, благодаря чему сопротивления на контактах пренебрежительно малы. Левый электрод, так называемое основание или база (b), заземлен, правый электрод, токосниматель или коллектор (к), подключен к отрицательному полюсу источника напряжения, вследствие чего течет нормальный слабый ток. Для управления этим током вблизи

основания расположен эмитирующий электрод или эмиттер (е).[2])

Из раздела 2.35 известно, что только посредством неосновных носителей можно добиться изменений проводимости в кристалле, которые существуют определенное время, в продолжении которого они могут оказывать воздействие. Эффективным инжектирующим контактом является p-n-переход, через который течет ток в прямом направлении. Однако при наличии напряжения в прямом направлении точечные металлические контакты также могут быть хорошими инжекторами неосновных носителей тока.

У нитевидного транзистора эмитирующим электродом является вольфрамовый точечный контакт вблизи базы. К этому контакту подключен источник низкого напряжения $U_e > 0$ *(рис. 31)*. Ток I_e состоит главным образом из дырок, причем дырки перемещаются вдоль стержня, пока не достигнут коллектора, где увеличивают его ток I_k. Следовательно, здесь происходит модуляция посредством изменения проводимости; таким образом, можно управлять током вспомогательной батареи, протекающим через сопротивление нагрузки, вследствие чего можно получить усиление мощности. Такое расположение электродов на полупроводнике образует усилительный прибор, подобный вакуумной электронной лампе, почему мы и говорим о кристаллическом триоде.

Транзистор — это особый вид прибора для переноса сигнала, когда входная (первичная) цепь управляет выходной цепью (вторичной). Поведение такого прибора согласно теории четырехполюсника можно характеризовать двумя уравнениями для тока и напряжения:

$$U_e = f_1 (I_e; I_k) \qquad (2-100)$$

$$U_k = f_2 (I_k; I_e) \qquad (2-100a)$$

Если мы ограничимся только малыми отклонениями от рабочей точки U_e, U_k, i_e, i_k, то можно уравнение (2—100) представить в линеализированном виде

$$u_e = r_{11} i_e + r_{12} i_k \qquad (2-101)$$

$$u_k = r_{21} i_e + r_{22} i_k \qquad (2-101a)$$

где r_{11} — дифференциальное сопротивление первичной цепи,
r_{22} — дифференциальное сопротивление вторичной цепи,
r_{21} — сопротивление связи — при его помощи происходит управление вторичной цепи первичной цепью,
r_{12} — сопротивление обратной связи — определяет обратное действие выходной цепи на входную.

2) Для названий отдельных электродов в книге применяются более короткие термины: эмиттер, коллектор и база (прим. ред.).

Более подробные данные см. гл. 6. Здесь нас интересует только вопрос, какую связь имеют характеристические сопротивления r_{ik} с конструктивными величинами транзистора.

В точке x напряженность электрического поля равняется $E_0 + E_1(x) < 0$, причем E_0 обозначает напряженность поля, которое существует без введения неосновных дырок. Концентрация электронов будет аналогично $n_0 + n_1$, а концентрация дырок $n_i^2/n_0 + p_1(x) \cong p_1(x)$, так как уровень введенных дырок значительно выше, чем нормальная концентрация дырок. Если ограничимся относительно малой концентрацией введенных неосновных дырок, то можем пренебречь величинами второго порядка, и тогда плотность коллекторного тока I_k/S (S — сечение германиевого стержня) определяется уравнением

$$I_k/S = e\mu_n n_0 E_0 + e\mu_n n_1(x) E_0 + e\mu_p p_1(x) E_0 + e\mu_n n_0 E_1(x) \tag{2—102}$$

откуда

$$e\mu_n n_0 S[E_0 + E_1(x)] = I_k - e\mu_p[b n_1(x) + p_1(x)]SE_0 \tag{2—102a}$$

где $b = \mu_n/\mu_p$.

Концентрация введенных дырок p_1 вследствие рекомбинации уменьшается во времени по экспоненциальному закону. В точку $L - x$ введенные дырки попадут спустя время $t = (L - x)/v$, где v скорость введенных дырок в электрическом поле.

При этом концентрация дырок уменьшилась с первоначальной величины на коэффициент $\exp(-t/\tau_p) = \exp[-(L - x)/\tau_p v]$, где τ_p время жизни дырок. Аналогично для увеличения концентрации электронов, которая создана нейтрализацией пространственного заряда введенных дырок, будет

$$n_1(x) = p_1(x) = p_1(L) \, . \exp[-(L - x)/\tau_p v] \tag{2—103}$$

Если в уравнение (2—102) подставим уравнение (2—103) и обозначим долю коллекторного дырочного тока в точке инжекции $I_{kp} = e\mu_n p_1(L) E_0 S$, то проинтегрировав, получим

$$e\mu_n n_0 S \int_{x=0}^{x=L} [E_0 + E_1(x)]\,\mathrm{d}x = I_k L - I_{kp}(b + 1) \int_{x=0}^{x=L} \exp[-(L - x)/\tau_p v]\,\mathrm{d}x \tag{2—104}$$

Интеграл напряженности электрического поля определяет суммарное напряжение между коллектором и точкой инжекции $U_x - U_1$. Таким образом, если в качестве сопротивления коллектора при

отсутствии модуляции неосновными носителями обозначим $L/e\mu_n n_0 S = r_k$, то получим

$$\frac{1}{r_k}(U_k - U_1) = I_k - (1+b) I_{kp} \frac{\tau_p v}{L} [1 - \exp(-L/\tau_p v)] \qquad (2-105)$$

Наконец, уравнение (2—105) можем переписать в виде

$$\frac{1}{r_k}(U_k - U_1) = I_k - (1+b)\beta I_{kp}, \qquad (2-105a)$$

где

$$\beta = \frac{\tau_p v}{L} [1 - \exp(-L/\tau_p v)] \qquad (2-106)$$

или, полагая, что $L/v = t$ — время, которое требуется для перемещения дырок от эмиттера к коллектору,

$$\beta = \tau_p/t [1 - \exp(-t/\tau_p)] \qquad (2-106a)$$

С физической точки зрения коэффициент β обозначает долю введенных дырок, которые действительно дошли к коллектору; поэтому β также называем коэффициентом переноса.

Рассмотрим соотношение на эмиттере. Ток эмиттера состоит частью из дырочного тока, частью из электронного тока. Введем коэффициент инжекции неосновных носителей тока γ, который обозначает долю дырочного тока в общем токе эмиттера.

Согласно закону Кирхгоффа в точке I будет

$$I_b + I_e + I_k = 0 \qquad (2-107)$$

Если участие электронов и дырок в проводимости выразим отдельно, то для электронов получим уравнение

$$I_b + (1-\gamma) I_e + I_{kn} = 0 \qquad (2-107a)$$

и для дырок

$$0 + \gamma I_e + I_{kp} = 0 \qquad (2-107б)$$

Из уравнений (2—105а) и (2—107) получим

$$U_k - U_1 = (1+b)\beta\gamma r_k I_e + r_k I_k \qquad (2-108)$$

Если обозначим отношение напряжения U_1 к току базы как сопротивление базы r_b, то получим следующее окончательное выражение для соотношения токов и напряжений во вторичной цепи нитевидного транзистора

$$U_k = (r_b + \alpha_0 r_k) I_e + (r_b + r_k) I_k \qquad (2-109)$$

где с целью упрощения постоянные $(1 + b)\beta\gamma$ были объединены в одну постоянную α_o.

Уравнение (2—109) представляет искомое соотношение (2—101а) уравнения четырехполюсника для вторичной цепи.

Вывод уравнения для первичной цепи не представляет затруднений. Между контактом эмиттера и точкой I в кристалле германия имеем напряжение $U_e - U_1$. Так как закон Ома для выпрямляющего эмиттерного контакта не применим, то будет

$$U_e - U_1 = f(I_e) \qquad (2\text{—}110)$$

Подставив в ур-ие (2—110) уравнение (2—107) и сопротивление базы, получим

$$U_e = r_b I_e + f(I_e) + r_b I_k \qquad (2\text{—}111)$$

Если введем дифференциальное сопротивление эмиттера $r_e = f'(I_e)$ и с целью линеаризации ограничимся малыми сигналами, то в конечном результате для нитевидного транзистора получим уравнения четырехполюсника

$$u_e = (r_b + r_e)\, i_e + r_b i_k \qquad (2\text{—}111а)$$

$$u_k = (r_b + \alpha_o r_k) i_e + (r_b + r_k)\, i_k \qquad (2\text{—}109а)$$

Из сравнения этих уравнений с уравнениями (2—101) и (2—101а) для четырехполюсника получим для характеристических сопротивлений r_{ik} уравнения

$$r_{11} = r_b + r_e \qquad (2\text{—}112а)$$

$$r_{12} = r_b \qquad (2\text{—}112б)$$

$$r_{21} = r_b + \alpha_o r_k \qquad (2\text{—}112в)$$

$$r_{22} = r_b + r_k \qquad (2\text{—}112г)$$

Нас интересуют главным образом усилительные свойства транзистора; для усиления по току (при короткозамкнутом выходе, т. е. $R_z = 0$) получим

$$(\Delta i_k / \Delta i_e) = -(r_b + \alpha_o r_k)/(r_b + r_k) \qquad (2\text{—}113а)$$

а для усиления по напряжению (при разомкнутом выходе $R_z = \infty$)

$$(\Delta U_k / \Delta U_e) = -(r_b + \alpha_o r_k)/(r_b + r_e) \qquad (2\text{—}114а)$$

Если можно уменьшить сопротивление базы r_b до пренебрежительно малой величины, то уравнение усиления по току упростится

$$(\Delta i_k / \Delta i_e) = -\alpha_o \qquad (2\text{—}113б)$$

уравнение усиления по напряжению упростится также

$$(\Delta U_k/\Delta U_e) = -\alpha_o r_k/r_e \qquad (2-114б)$$

и уравнение для максимального усиления по мощности при $R_z = r_{22}$ будет

$$U_k i_k/U_e i_e = \frac{1}{4}\alpha_0^2 r_k/r_e \qquad (2-115)$$

Всюду имеется коэффициент усиления по току α_o, который согласно выведенным соотношениям будет

$$\alpha_o = (1 + b)\beta\gamma \qquad (2-116)$$

Рассмотрим более подробно это выражение. Для окончательной величины α_o, которую желательно получить наибольшей, важно, чтобы отдельные коэффициенты были наибольшими.

Коэффициент γ в самом лучшем случае может быть равен единице; а это значит, что эмиттерный ток в этом случае состоит только из неосновных носителей, так как только неосновные носители позволяют производить модуляцию изменением проводимости.

Коэффициент β может достигнуть максимальной величины 1 только в том случае, если все введенные дырки дойдут к коллектору без рекомбинации.

Действительное усиление по току (это значит, что приращение коллекторного тока больше, чем ток неосновных носителей, который вызывает это изменение) у нитевидного транзистора может получиться только тогда, когда $b > 0$. Здесь к коллекторному току прибавляется еще составляющая основных носителей, которая требуется для компенсирования пространственного заряда неосновных носителей.

Коэффициент

$$\alpha_i = (1 + b) \qquad (2-117)$$

называется собственным коэффициентом усиления по току коллектора и показывает, как неосновные носители могут непосредственно в области коллектора влиять на коллекторный ток.

Понятно, что α_i растет с увеличивающимся отношением подвижностей b, так как это значит, что требуется большее количество быстрых электронов, для того чтобы они компенсировали пространственный заряд меньшего количества более медленных дырок.

Представим себе нитевидный транзистор, у которого постепенно заменим отдельные электроды более совершенными p-n-переходами. Если коллектор заменен p-n-переходом, поляризованным в обратном направлении, то будут захватываться только неосновные носители, а основные уже перестанут течь, так что коллекторное сопротивление, а следовательно и усиление транзистора, будет больше. Если далее заменим точечный эмиттер эффективным p-n-переходом, то

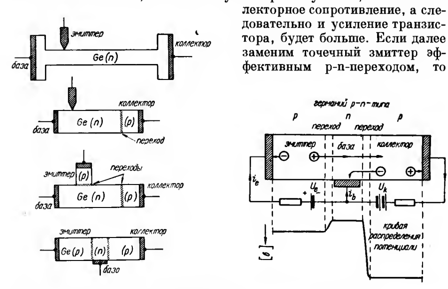


Рис. 32. Образование плоскостного транзистора p-n-типа из нитевидного транзистора

Рис. 33. Схема транзистора p-n-p-типа с соответствующим распределением потенциала

коэффициент γ возрастет и вместе с тем увеличится общее усиление. Преобразование нитевидного транзистора в транзистор p-n-p-типа показано на *рис. 32* [12].

Функция транзистора p-n-p-типа немного отличается от функции нитевидного транзистора. В первом случае неосновные носители оказывают влияние на переходной слой p-n-типа, во втором введенные неосновные (и часто основные) носители оказывают воздействие на сопротивление невыпрямляющего полупроводника.

Так как практически все напряжение приложено к переходу коллектора, то электрическое поле в области базы отсутствует и основные носители диффундируют из эмиттера в коллектор только за счет своей тепловой скорости.

Транзистор состоит из монокристалла германия или кремния, в котором имеются три зоны с различными типами проводимости *(рис. 33)*, т. е. область n-типа чередуется всегда с областью p-типа. Средняя зона называется базой, боковые области образуют эмиттер и коллектор.

У транзистора p-n-p-типа коллектор и эмиттер сделаны из материала p-типа, база — из n-типа; у транзистора n-p-n-типа наоборот.

У транзистора p-n-p-типа на коллектор подается отрицательное напряжение по отношению к базе; это значит, что коллекторный переход работает в обратном направлении, и поэтому течет только незначительный остаточный ток I_{ko}. Как известно из теории p-n-переходов, этот остаточный ток практически не зависит от величины приложенного напряжения, так как он создается неосновными носителями, генерация которых не зависит от напряжения.

Эмиттер находится на противоположной стороне базы и к нему приложено небольшое положительное напряжение, так что переход работает в прямом направлении. Так как эмиттерная часть кристалла в значительной степени легирована акцепторами, то ток эмиттера почти полностью состоит из дырок. В области базы электрическое поле очень незначительно, так что дырки диффундируют через базу большей частью за счет своей тепловой скорости. p-n-Переход коллектора не представляет препятствия для этих дырок, наоборот, они в переходном слое ускоряются электрическим полем, благодаря чему коллекторный ток увеличивается. Для того чтобы эмиттерный ток был в состоянии как можно более воздействовать на коллекторный ток, необходимо, чтобы толщина материала n-типа базы была минимальной, так как при малой толщине базы, с одной стороны, количество дырок не уменьшается чрезмерно за счет рекомбинации, с другой стороны, время пролета получается коротким, что имеет значение в отношении частотных свойств, как это будет показано в дальнейшем.

Из этого качественного описания видно, что усиление по току не может быть больше единицы, так как в самом лучшем случае приращение коллекторного тока может равняться приращению эмиттерного тока. Повышенная концентрация электронов в базе вследствие введения дырок не играет роли, так как коллекторный переход пропускает только дырки. Усиление получается только по напряжению и по мощности. Так как входной импеданс эмиттера, как перехода, работающего в прямом направлении, очень мал, порядка сотни ом, а импеданс коллектора очень велик, порядка сотен ком, то на рабочем сопротивлении коллектора полу-

чается бо́льшая мощность, чем необходимо для модуляции эмиттера. Усиление по мощности в схеме с общей базой обычно получается свыше 40 дб.

Коэффициент усиления по току нормально находится в пределах от 0,95 до 0,995. Разность $(1 - \alpha_o)$ представляет часть тока эмиттера, которая течет через базу. Для практического применения транзистора малый входной импеданс является весьма неблагоприятным обстоятельством, так как возникают затруднения в согласовании контуров и в связи отдельных ступеней. Учитывая, что в цепи базы течет ток, представляющий только разность между эмиттерным и коллекторным токами, то само собой напрашивается мысль подводить сигнал не к эмиттеру, а к базе. Таким образом, получается схема с общим эмиттером.

Такая схема имеет много преимуществ: наличие только одного источника питания, входной импеданс значительно больше, выходной импеданс меньше, так что гораздо проще последовательно соединять отдельные ступени, и, кроме того, получается усиление по току, а это значит, что изменение коллекторного тока в десять и даже сто раз больше величины управляющего тока, подводимого к базе. Усиление по току дается отношением $\alpha_o/(1 - \alpha_o)$. Усиление по мощности достигает 60 дб. Имеется большая аналогия с вакуумным триодом и имеет место изменение фазы входного и выходного сигналов. Вследствие этого вполне понятно, что в большинстве случаев применяют схему соединения с общим эмиттером.

У транзисторов n-p-n-типа соотношения подобны, но только полярность напряжения обратная.

Если посмотрим на коллекторные характеристики $i_k = f(U_k)$ при $i_e = \text{const}$, то найдем большое сходство с характеристиками вакуумного пентода. Разница, в основном, заключается в том, что насыщение коллекторного тока настает уже при нескольких десятых вольта, тогда как у вакуумного пентода требуется нескольких десятков вольт; следовательно, для транзистора вполне достаточно очень низкое напряжение питания. Это объясняется тем, что p-n-переход обладает постоянным остаточным током уже при напряжении в несколько десятых долей вольта. Дальнейшие подробности см. в главе 6.

2.53. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Основной величиной, характеризующей поведение плоскостных транзисторов, является коэффициент усиления по току короткого замыкания в схеме с общей базой, который определяется уравнением

$$-\alpha_o = \left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}\right)_{U_k = \text{const.}},$$

а в схеме с общим эмиттером

$$\alpha_{oe} = \left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_b}\right)_{U_k = \text{const.}} = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o} \qquad (2\text{—}118а)$$

Величина коэффициента по току определяется как у нитевидного транзистора тремя коэффициентами

$$\alpha_o = \alpha^* \beta \gamma\,, \qquad (2\text{—}118б)$$

которые имеют следующее значение:

α^* — это собственное усиление по току коллекторного перехода. У плоскостных транзисторов, где проводимость материала коллектора большая, не может возникнуть большое электрическое поле, которое позволило бы увеличить количество свободных носителей, так что этот коэффициент равен единице, и мы будем в дальнейшем его учитывать.

β — коэффициент переноса базы, т. е. та часть введенных неосновных носителей, которая в действительности дойдет к коллектору.

γ — коэффициент инжекции неосновных носителей эмиттером, показывающий как велика часть введенных неосновных носителей, участвующих в общем токе эмиттера. У нормально применяемых транзисторов γ и β приближаются к единице, вследствие чего можно написать

$$1 - \alpha_o \cong (1 - \beta) + (1 - \gamma) \qquad (2\text{—}118в)$$

при этом член $(1 - \beta)$ означает потери в базе, а γ — потери в эмиттере.

В дальнейшем мы объясним, от чего зависят эти потери и какие конструктивные факторы могут оказывать на них влияние. Сначала ограничимся согласно Шокли [38], [39], [46] и Стилу [43] незначительным инжектированием в эмиттер, так что можно предполагать, что электрическим полем в базе можно пренебречь и что введенные носители не оказывают влияния на проводимость базы.

В дальнейшем мы будем учитывать влияние тока эмиттера согласно более общей теории Вебстера [40] и Риттнера [41].

а) Простая теория для слабой эмиссии

На *рис. 34* схематически изображено распределение потенциала и обозначены токи, в которых участвуют электроны или дырки. Стрелками обозначено направление движения носителей тока.

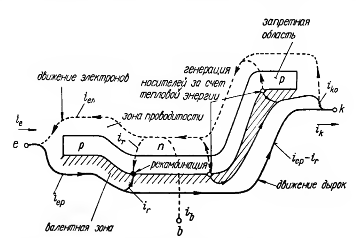


Рис. 34. Зонная модель транзистора p-n-типа:
Распределение потенциала, показывающее траектории электронов и дырок [40]

Ток эмиттера I_e рассматриваемого транзистора p-n-p-типа состоит из дырок, введенных в базу I_{ep}, и из электронов, выходящих из базы I_{en}.

Некоторые дырки тока I_{ep} рекомбинируют с электронами на своем пробеге через базу, образуя таким образом ток рекомбинации I_r.

Ток коллектора состоит из дырок, которые не рекомбинировали, и из остаточного тока I_{ko}, который состоит из тока дырок и электронов, возбуждаемых в качестве неосновных носителей тока за счет тепловой активации основной решетки в области базы и коллектора. Иногда параллельно с коллекторным переходом течет еще изоляционный ток.

У доброкачественного транзистора токи I_{ko}, I_r и I_{en} должны

быть небольшими по сравнению с основным током I_{ep}. Для тока базы справедливо

$$I_b = I_r + I_{en} - I_{ko} \qquad (2-119)$$

а для тока эмиттера, который состоит главным образом из дырочного тока,

$$I_e = I_{ep} + I_{en} \cong I_{ep} \qquad (2-120)$$

Усиление по току в схеме с общим эмиттером α_{oe} согласно уравнению (2—118а) равняется $\partial I_k/\partial I_b$, что для $\alpha_v \cong 1$ приближенно можно выразить в виде $\partial I_e/\partial I_b$, так что уравнение (2—119) примет вид

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \frac{\partial I_b}{\partial I_e} \cong \frac{\partial I_r}{\partial I_{ep}} + \frac{\partial I_{en}}{\partial I_{ep}} - \frac{\partial I_{ko}}{\partial I_{ep}} \qquad (2-121)$$

Так как тепловая генерация электронов и дырок не зависит от введенного тока эмиттера, то последний член уравнения (2—121) равняется нулю, так что будет

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \frac{\partial I_r}{\partial I_{ep}} + \frac{\partial I_{en}}{\partial I_{ep}} = (1 - \beta) + (1 - \gamma) \qquad (2-121a)$$

Первый член, который определяет потери за счет рекомбинации в базе, можно принимать за сумму влияний поверхностной и объемной рекомбинации. Поэтому

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \left(\frac{\partial I_{rp}}{\partial I_{ep}} + \frac{\partial I_{ro}}{\partial I_{ep}}\right) + \frac{\partial I_{en}}{\partial I_{ep}} \qquad (2-121б)$$

где индекс о относится к объемной рекомбинации, а индекс р к поверхностной рекомбинации.

В результате вычислений согласно [46] и [40] получаем уравнение

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \frac{sA_s w}{D_p A} + \frac{1}{2}\left(\frac{w}{L_b}\right)^2 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e} \cdot \frac{w}{L_e} \qquad (2-122)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации.

A_s представляет площадь вокруг эмиттерного контакта, где проходит эффективная поверхностная рекомбинация, что для легированного транзистора представляет область около эмиттера, где ширина круговой зоны равна толщине w. Сечение пути прохождения тока A_s практически равно площади эмиттера. Проводимость σ_b относится к области базы, проводимость σ_e к области эмиттера, аналогично L_e представляет диффузионную длину электронов в области эмиттера, а L_b диффузионную длину дырок в области базы.

Из уравнения (2—122) следует, что у доброкачественного транзистора, который должен иметь как можно больший коэффициент усиления по току, ширина базы должна быть по возможности наименьшей, проводимость эмиттера σ_e по сравнению с проводимостью базы σ_b должна быть большой, а диффузионные длины а также и время жизни неосновных носителей тока должны быть по возможности наибольшими. Поверхностная рекомбинация должна быть по возможности наименьшей.

б) Распространение теории для сильной эмиссии

В уравнение (2—122) не входит ток эмиттера; это значит, что коэффициент усиления по току не должен зависеть от тока эмиттера, однако в действительности усиление по току значительно зависит от величины тока эмиттера, вследствие чего простая теория Шокли должна быть расширена.

Мы должны учитывать влияние электрического поля в области базы [40], что выражается уравнениями

$$i_n = - n_N e \mu_n \operatorname{grad} V + e D_n \operatorname{grad} n_N \qquad (2-123а)$$

$$i_p = - p_N e \mu_p \operatorname{grad} V - e D_p \operatorname{grad} p_N \qquad (2-123б)$$

Здесь i_n обозначает плотность тока электронов и i_p — плотность тока дырок в области базы. Далее будет $n_N + n_A \cong p_N + n_D$, так как суммарный электрический заряд должен равняться нулю. В базе материала n-типа можно полагать $n_A = 0$ и $n_D = \text{const}$. Тогда $n_N = p_N + n_D$ и $\operatorname{grad} n_N = \operatorname{grad} p_N$. Для практически применяемого транзистора p-n-p-типа должно быть $i_n \ll i_p$, поэтому возьмем $i_n = 0$ и тогда из уравнений (2—123а, б) получим

$$i_p = - (e D_p \operatorname{grad} p_N) \left(1 + \frac{p_N}{n_D + p_N}\right) \qquad (2-124)$$

и далее

$$\operatorname{grad} V = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{(n_D + p_N)} \operatorname{grad} p_N = \frac{kT}{e} \frac{\operatorname{grad} p_N}{(n_D + p_N)} \qquad (2-125)$$

Если $p_N \ll n_D$, то уравнение (2—124) перейдет в первоначальное диффузионное ур-ие Шокли без учета влияния электрического поля

$$i_p = - e D_p \operatorname{grad} p_N \qquad (2-124а)$$

Однако, как только уровень введенных дырок p_N начнет повы-

шаться, то плотность тока начнет возрастать быстрее, чем grad p_N, так что при $p_N \gg n_D$ будет

$$i_p = -2\, eD_p \operatorname{grad} p_N \qquad (2\text{—}124б)$$

В данном случае электрический ток i_p возбужден в одинаковой степени как диффузией, так и электрическим полем. При таких предположениях можно, таким образом, получить правильные результаты, если будем брать в два раза больший коэффициент диффузии $2D_p$ там, где встречается D_p в простой теории Шокли. В физическом смысле это значит, что градиент концентрации дырок, который возбуждает дырочный ток, вызывает одинаково

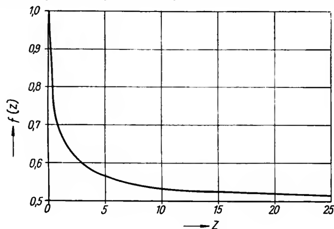


Рис. 35. Изображение инжекции f(Z) [40]

большой градиент концентрации электронов, которая требуется для поддержания электрической нейтральности при введении дырок. Градиент концентрации электронов создает в свою очередь электрическое поле, которое прекращает движение электронов, но оказывает на дырки такое воздействие, что они перемещаются со скоростью в два раза большей, а это равносильно двухкратному увеличению тока i_p.

Электрическое поле в области базы оказывает значительное влияние на величину поверхностной рекомбинации. При большой плотности тока коэффициент диффузии D_p возрастает до $2D_p$ и первый член в уравнении (2—122) уменьшается в два раза. В этом заключается причина, почему коэффициент усиления по току сначала возрастает с увеличением коллекторного тока, а затем падает.

Потери, вызванные поверхностной рекомбинацией согласно обобщенной теории Вебстера [40] выражаются уравнением

$$\frac{\Delta I_{r\rho}}{\Delta I_{ep}} = \frac{s A_s w}{D_p A} f(Z) \qquad (2-126)$$

где функция $f(Z)$ изображена на *рис.* 35 для аргумента

$$Z = \frac{w\mu_n}{AD_p\sigma_b} I_e = \frac{w\,e\,b}{kT\,A\,\sigma_b} I_e, \text{ где } b = \mu_n/\mu_p \qquad (2-127)$$

Z — отношение концентрации дырок в базе вблизи эмиттера к концентрации доноров. Для больших значений $Z > 20$ функция $f(Z)$ приближается к 0,5. Для $Z = 0$ будет $f(Z) = 1$.

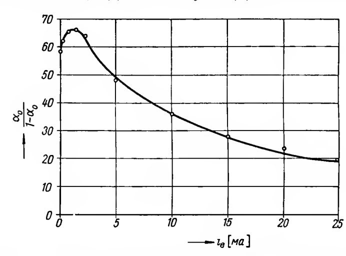


Рис. 36. Сравнение измеренной зависимости коэффициента усиления по току от тока эмиттера с теоретической зависимостью [40]. Транзистор ТА-153 p-n-типа. Для расчета были взяты следующие величины:

$W = 4{,}8 \cdot 10^{-3}$ см согласно измеренной емкости, $A = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$ см^2 — известная площадь эмиттера, $\sigma_b = 0{,}45$ ом$^{-1}$ см$^{-1}$ — известная проводимость материала базы, $L_b = 0{,}14$ согласно известной величине времени жизни 500 мксек, $SA_s = 1{,}55$ (определено экспериментально), $D_p = 44$ см^2/сек; $\eta = 3600$ см^2/в. сек — известные величины, $SA = 0{,}147$ см^3/сек — определено экспериментально

Введение дырок в базу увеличивает проводимость, так как дырки вызывают также увеличение концентрации электронов, что необходимо для сохранения электрической нейтральности. Таким образом, проводимость области базы увеличится на коэффициент $(n_D + p)/n_D = 1 + Z/2$, где p — концентрация введенных дырок.

Это увеличение проводимости базы уменьшает эффективность эмиттера, которая зависит [третий член уравнения (2—122)] от соотношения проводимостей базы и эмиттера. Согласно [40] это явление выражается уравнением

$$\frac{\partial I_{en}}{\partial I_{ep}} = \frac{\sigma_b w}{\sigma_e L_e}(1 + Z) \qquad (2—128)$$

Под воздействием больших инжектированных токов α_{oe} уменьшается обратно пропорционально току эмиттера, что хорошо согласуется с опытом.

Потери в базе за счет объемной рекомбинации [второй член в уравнении (2—122)] также зависят (хотя и косвенно) от изменения проводимости базы, так как диффузионная длина L_b уменьшится вследствие уменьшения времени жизни неосновных носителей — τ обратно пропорционально σ_b; тогда получим

$$\frac{\partial I_{ro}}{\partial I_{ep}} = \frac{1}{2}\left(\frac{w}{L_b}\right)^2(1 + Z) \qquad (2—129)$$

Объемная рекомбинация имеет такую же зависимость, как и эффективность эмиттера.

Наконец, полная зависимость для транзистора p-n-p-типа определяется уравнением

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \frac{swA_s}{D_p A} f(Z) + \left[\left(\frac{w}{L_b}\right)^2 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e}\,\frac{w}{L_e}\right](1 + Z)$$

где (2—130)

$$Z = \frac{web}{kTA\sigma_b} I_e \qquad (2—130a)$$

а для транзистора n-p-n-типа

$$1/\alpha_{oe} \cong (1 - \alpha_o) \cong \frac{swA_s}{D_n A} f(Z) + \left[\left(\frac{w}{L_b}\right)^2 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e}\,\frac{w}{L_e}\right](1 + Z)$$

где (2—131)

$$Z = \frac{we}{kTA\sigma_b}\,\frac{1}{b} I_e \qquad (2—131a)$$

Отсюда следует, что при одинаковых размерах зависимость α_{oe} от тока эмиттера для транзистора n-p-n-типа меньше, чем для транзистора p-n-p-типа в $b^2 \cong 4$ раза (для германия).

Это имеет большое значение для транзисторов большой мощности, у которых большой ток коллектора [44].

Для транзисторов большой мощности важно, чтобы усиление α_{oe} не зависело чрезмерно от тока коллектора, так как в про-

тивном случае получалось бы нелинейное искажение выходного сигнала. При этом гораздо важнее стремиться к тому, чтобы усиление α_{oe} было постоянным, а не к тому, чтобы оно было весьма велико. Вследствие того что потери в базе $(I - \beta)$ с увеличением тока I_k сначала уменьшаются и увеличиваются только потом, тогда как потери в эмиттере $(1 - \gamma)$ уменьшаются сразу же с возрастанием тока, то необходимо соблюдать условие $(1 - \gamma) \ll \ll (1 - \beta)$. У легированных транзисторов p-n-p-типа этого можно

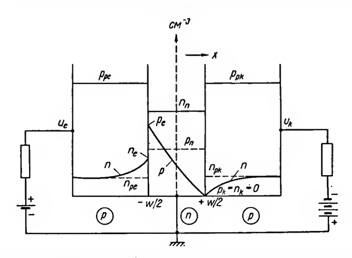


Рис. 37. Схематическое изображение процесса концентрации электронов и дырок в сплавном транзисторе p-n-p-типа при нормальной работе

достичь на практике таким образом, что эмиттер легируют больше, а именно при помощи добавления галлия к нормальному индию, благодаря чему удельная проводимость эмиттера σ_e увеличится приблизительно в десять раз.

Представление о p-n-p-транзисторе еще дополним рассуждениями о местном распределении концентраций электронов и дырок и об изменении токов в области эмиттера, базы и коллектора. Предположим, что мы имеем дело со сплавным транзистором, у которого эмиттер и коллектор изготовлены методом вплавления индия в пластинку германия n-типа с удельным сопротивлением 3 ом. см и с временем жизни 300 мксек. Рекристаллизированные p-области имеют удельное сопротивление 0,005 ом. см и время жизни 5 мксек. Толщина базы $W = 0{,}003$ см. т. е. $W \ll L_p = 0{,}115$ см.

Уравнение непрерывности для неосновных дырок p в области базы, обусловленных приложенным напряжением, можно написать в виде

$$L_{p}^{2} \cdot \frac{\partial^{2}(p-p_{n})}{\partial x^{2}} = p - p_{n} \qquad (2-132)$$

Граничные условия концентрации дырок p_e (т. е. в месте, где кончается переход эмиттера) и концентрации дырок p_k (в месте, где начинается переход коллектора) даны уравнением (2 — 74)

$$p_e = p\,(-w/2) = p_n \,.\, \exp(e \,.\, U_e/kT) \qquad (2-133а)$$

$$p_k = p\,(+w/2) = p_n \,.\, \exp(e \,.\, U_k/kT) \qquad (2-133б)$$

Начало оси x находится в центре базы (см. *рис. 37*). U_e — напряжение на переходе эмиттера в нашем случае равно 0,12 в. U_k — напряжение на коллекторе в нашем случае равно —5 в. Это значит, что $p_e = 1{,}1 \,.\, 10^{12} \,.\, 100 = 1{,}1 \,.\, 10^{14}$ см$^{-3}$, т. е. имеет такое же значение, как в случае простого p-n-перехода на *рис. 23* и *24*. Однако второе граничное условие (2—133б) отличается от простого перехода, так как толщина базы не так уже велика по сравнению с диффузионной длиной L_p. Поэтому $p_k = 1{,}1 \,.\, 10^{12} \,.\, \exp(-5{,}39) = 0$.

Следовательно, концентрация дырок падает поперек базы практически до нуля. Точную зависимость дает полное решение уравнения (2—132) с граничными условиями

$$p - p_n = \frac{(p_e - p_n)\sinh\,[w/2 - x)/L_p] + (p_k - p_n)\sinh\,[w/2 + x)/L_p]}{\sinh\,(w/L_p)} \qquad (2-134)$$

где $-\frac{w}{2} \leqq x \leqq +\frac{w}{2}$

Плотность тока дырок определяется уравнением

$$i_p = \frac{eD_p}{L_p} \cdot \frac{(p_e - p_n)\cosh\,[(w/2 - x)/L_p] - (p_k - p_n)\cosh\,[(w/2 + x)/L_p]}{\sinh\,(w/L_p)} \qquad (2-135)$$

Плотность тока дырок на эмиттере i_{pe} получим, подставляя значение $x = -\frac{w}{2}$ в уравнение (2—135), а ток коллектора i_{pk} получим, подставляя значение $x = \frac{w}{2}$ (см. *рис. 38*).

В общем можно сказать, что плотность дырок поперек базы падает почти линейно от величины p_e на эмиттере до нулевого

значения на коллекторе, а плотность тока поперек базы почти не меняется.

Дополним еще картину изменением концентрации электронов и тока электронов. Так же, как и у нормального p-n-перехода, концентрация электронов определяется только напряжением на переходе и свойствами p-области. В p-области эмиттера будет

$$n - n_{\mathrm{pe}} = (n_{\mathrm{e}} - n_{\mathrm{pe}}) \cdot \exp\left[(w/2 + x)/L_{\mathrm{n}}\right] \qquad (2\text{—}136)$$

где n_{pe} — равновесная концентрация электронов в p-области;
n_{e} — концентрация введенных электронов (см. *рис. 37*).

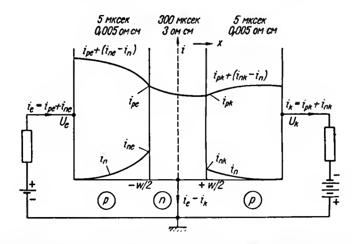


Рис. 38. Распределение плотности тока в сплавном транзисторе p-n-p-типа при нормальной работе. При $U_{\mathrm{o}} = 0{,}12$ в и $U_{\mathrm{k}} = -5$ в будет $i_{\mathrm{p}э} = 0{,}25$ а/см²; $i_{\mathrm{ne}} = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ а/см²; $i_{\mathrm{nk}} = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ а/см²; $i_{\mathrm{pk}} = i_{\mathrm{pe}}$ (действие поверхностных эффектов не учтено)

Плотность тока электронов i_{n} в области эмиттера будет

$$i_{\mathrm{n}} = \frac{eD_{\mathrm{n}}(n_{\mathrm{e}} - n_{\mathrm{pe}})}{L_{\mathrm{n}}} \cdot \exp\left[(w/2 + x)/L_{\mathrm{n}}\right] \qquad (2\text{—}137)$$

В месте перехода эмиттера ток i_{ne} определяется выражением

$$i_{\mathrm{ne}} = \frac{eD_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}} \cdot (n_{\mathrm{e}} - n_{\mathrm{pe}}) \qquad (2\text{—}138)$$

Аналогично уравнения для области коллектора будут

$$n - n_{pk} = (n_k - n_{pk}) \,.\, \exp\,[(w/2 - x)/L_n] \qquad (2-136а)$$

$$i_n = -\frac{eD_n\,(n_k - n_{pk})}{L_n} \cdot \exp\,[(w/2 - x)/L_n] \qquad (2-137а)$$

$$i_{nk} = -\frac{eD_n}{L_n} \cdot (n_k - n_{pk}) \qquad (2-138а)$$

Общий постоянный ток, протекающий через переход эмиттера, является суммой токов электронов и дырок, данных уравнениями (2—135) и (2—138)

$$i_e = i_{pe} + i_{ne} \qquad (2-139а)$$

а ток коллектора с учетом уравнений (2—135) и (2—138а) будет

$$i_k = i_{pk} + i_{nk} \qquad (2-139б)$$

Ток базы дан разностью токов эмиттера и коллектора

$$i_b = i_e - i_k \qquad (2-139в)$$

На *рис. 38* эти соотношения изображены схематически. Значения отдельных составляющих тока были рассчитаны по вышеуказанным уравнениям для данных параметров материала:

$$p_n = 1{,}1 \,.\, 10^{12}\,, \quad p_e = 1{,}1 \,.\, 10^{14}\,, \quad p_k = n_k = 0\,,$$

$$p_{pe} = p_{pk} = 3{,}1 \,.\, 10^{18}\,, \quad n_e = 2 \,.\, 10^{10}\,, \quad n_{pe} = n_{pk} = 2 \,.\, 10^{8}\,,$$

$$L_p = 0{,}115\,, \quad L_n = 0{,}02\,, \quad w = 0{,}003\,.$$

Токи будут иметь значения: $i_{ne} = 1{,}5 \,.\, 10^{-5}$ [а/см²]

$i_{nk} = 1{,}5 \,.\, 10^{-7}$ [а/см²]

$i_{pe} = 0{,}25 \cong i_{pk}$ [а/см²]

i_{pe} отличается только незначительно от i_{pk} и усиление по току у такового транзистора должно было бы приближаться к единице. Согласно простой теории

$$\alpha_0 = \operatorname{sech}\,(w/L_p) \qquad (2-140)$$

т. е. $\alpha_0 = 0{,}9995$. Однако в действительности здесь имеют влияние еще краевые и поверхностные эффекты, вследствие чего эта величина понизится до значения 0,995 и даже ниже.

в) Частотная зависимость коэффициента усиления по току

Для высокочастотных транзисторов необходимо знать частотную зависимость коэффициента усиления по току. Если мы ограничимся легированными транзисторами и небольшими токами коллектора, то в первом приближении можем считать эффективность эмиттера постоянной величиной. Частотная зависимость коэффициента β выражается по теории Шокли [46] следующим уравнением:

$$\beta = \operatorname{sech}\left[(1 + j\omega\tau)^{\frac{1}{2}}\ \frac{w}{L}\right] \qquad (2-141)$$

где τ — время жизни неосновных носителей тока в области базы,
w — ширина базы,
L — диффузионная длина в базе.

Эванс [42] экспериментально проверил эту теорию и пришел к заключению, что простая теория хорошо согласуется при малых токах коллектора. Для больших токов получила подтверждение теория Вебстера [40].

При достаточно низкой частоте можно уравнение (2—141) переписать в виде

$$1/\beta = 1 + \left(\frac{w^2}{2L^2}\right)(1 + j\omega\tau) \qquad (2-141a)$$

Предельная частота, при которой α_0 уменьшается на 3 дб, определяется на основании уравнения (2—141а) и для схемы с общей базой при $\gamma = 1$ выражается уравнением:

$$\omega_\alpha = \frac{1}{\tau}\left(\frac{2L^2}{w^2}\right) = \frac{2D}{w^2} \qquad (2-142)$$

Уравнения (2—142) и (2—143) справедливы при грубой аппроксимации sech; более точная аппроксимация указана в главе, касающейся свойств транзисторов. В схеме транзистора с общим эмиттером усиление по току зависит в большой степени от частоты и согласно простой теории [43] для предельной частоты определяется уравнением

$$\omega_{\alpha э} = \frac{1}{\tau}\left(1 - \frac{1}{12}\ \frac{w^2}{L^2}\right) \qquad (2-143)$$

которое показывает, что время жизни имеет большое влияние на максимальную частоту. У нормального транзистора усиление может падать уже при нескольких кгц. Это является одной из причин, почему изготовители приводят данные о предельной час-

тоте исключительно в схеме с общей базой, а не с общим эмиттером, так как для рекламных целей выгоднее указывать максимальные числовые данные.

2.54 ТОЧЕЧНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Точечный транзистор как первый действительно усилительный прибор появился в 1948 году [49]. Точечный транзистор типа А, как его назвали изобретатели Бардин и Браттэйн, напоминает двойной точечный диод.

На поверхности кристалла германия, обычно n-типа, рядом с точечным контактом эмиттера расположен второй контакт коллектора.

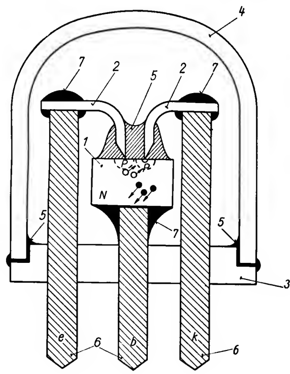


Рис. 39. Точечный транзистор [56]

1 — кристалл германия n-типа, 2 — проволока из фосфористой бронзы, 3 — стеклянное основание, 4 — стеклянный колпачок, 5 — пластмасса, 6 — контактные выводы, 7 — припаяно мягким припоем

Физическая сущность разработанных типов — транзистора А [48], клиновидного транзистора [52] и коаксиального транзистора [55] — заключается в том, что на сопротивление граничного слоя металлического контакта на поверхности полупроводника, так называемого коллектора, в обратном направлении оказывают воздействие неосновные носители тока, инжектируемые из находящегося рядом металлического контакта, так называемого эмиттера, с приложенным напряжением в прямом направлении. Следовательно, эмиттер по отношению к кристаллу n-типа имеет низкое положительное напряжение порядка нескольких десятых вольта, а протекающий ток будет порядка 1 ма. Небольшая часть тока состоит из электронов, выходящих из кристалла, однако большая часть обусловлена дырками, инжектируемыми в кристалл германия металлическим контактом. Эти дырки в основном притягиваются коллекторным контактом, у которого относительно высокое отрицательное напряжение порядка —20 в. Дырки, притянутые коллектором, повышают его ток, который в отсутствии эмиттерного сигнала мал, от 0,2 до 0,5 ма, как у нормального точечного диода в запорном направлении. Вследствие большой подвижности электронов происходит действительное усиление по току, которое достигает двух- трехкратной величины, что находится в соответствии с представлениями об усилении нитевидного транзистора, где $\alpha^* = (1 + b)$.

Так как входной импеданс эмиттера мал, а выходной импеданс велик, то точечный транзистор может работать в качестве усилительного прибора.

Попытки теоретического объяснения явлений, протекающих в точечном транзисторе, не увенчались успехом и в лучшем случае давали только качественное согласование [48], [51], [53], [54]. Это нас нисколько не удивляет, если учесть, что физическое поведение простого контакта металл-полупроводник хотя и можно описать, например, теорией Шоттки, однако в весьма приближенном виде. Кроме того, то обстоятельство, что точечные контакты транзистора необходимо подвергать «формовке», т. е. изменять свойства поверхности посредством электрических импульсов, свидетельствует о том, что в основном здесь имеют место неподдающиеся контролю и трудно объяснимые поверхностные явления. Если к тому же напомнить, что точечный транзистор обладает большим шумом, небольшой мощностью, малой стабильностью во времени и многими другими недостатками, то неудивительно, что он не нашел распространения тем более, что скоро появились значительно лучшие плоскостные транзисторы [47], [56].

Из вышеприведенного видно, что теория точечных транзи-

сторов недостаточно разработана. Поэтому приходится использовать представления, полученные из теории нитевидного транзистора, чтобы объяснить коэффициент усиления по току, причем приходится удостовериться формальным приведением уравнений для определения тока и напряжения, не имея возможности их решить на основании постоянных материала. Ввиду этого мы не будем здесь подробно рассматривать теорию точечного транзистора, а остановимся на нескольких представляющих интерес обстоятельствах.

Коэффициент усиления по току α_0 (в схеме с общей базой) имеет обычно величину около 2,5. Вследствие этого транзистор типа A бывает часто неустойчивым, особенно когда сопротивление базы небольшое; это значит, что образуется отрицательное сопротивление и транзистор начинает генерировать. Это используется в специальных случаях, в частности в триггерных схемах вычислительных машин, в генераторах и т. п.

На основании представлений о нейтрализации вводимых дырок отрицательными электронами можно доказать, что $\alpha^* = (1 + b) \leqq 3$, однако были замечены значительно большие коэффициенты усиления (раз в десять больше) [53]. Как объяснить это обстоятельство? Одна теория предполагает, что крайний слой коллектора содержит «ловушки» места захвата дырок, вследствие чего дырки задерживаются и образуется пространственный заряд, который создает большие электронные токи, в результате чего α^* возрастает. Ситнер [53] эту теорию защищает, но Хогарт [54], наоборот, доказывает, что к транзистору типа A эту теорию применить нельзя. Хогарт предполагает, что ток дырок уменьшает уровень потенциального барьера, вследствие чего получается большое усиление по току. Теория Шокли [58] предполагает, что при формовке под точечным контактом образуется область p-типа и что барьер в коллекторе является, собственно говоря, миниатюрным p-n-переходом. В том случае, если под точечным контактом остается малый участок n-типа, то получается конфигурация n-p-n-типа и дырки, находящиеся длительное время в потенциальной яме области p-типа, могут создавать сильное нарастание тока электронов. Вальдес [57], действительно, путем измерения типа проводимости подвергающейся формовке поверхности германия определил, что при сильной формовке такие области p-типа действительно образуются. В общем можно констатировать, что мнения расходятся и что точечный транзистор, хотя и был открыт первым, менее других изучен и в настоящее время имеет уже только историческое значение. Точечные транзисторы были превзойдены плоскостными и в настоящее время уже не изготовляются.

2.55 СПЕЦИАЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТРИОДЫ

Кроме обычных усилительных триодов, о которых мы говорили в предшествующих главах, существует еще много других специальных триодов, которые либо предназначены для специальных целей, либо служат для объяснения многих процессов, происходящих в кристаллических приборах. К ним относится, например, так называемый нитевидный транзистор. В большинстве случаев эти специальные транзисторы не вышли из стадии лабораторных образцов и не были сданы в массовое производство. Несмотря на это, мы все-таки о них упоминаем, так как по ним можно судить о дальнейших возможностях развития кристаллических приборов, и возможно, что их принцип в будущем войдет в основу какого-нибудь нового прибора. Приводимые ниже специальные кристаллические приборы представляют в основном устройства, управляемые электрическим полем, созданным либо внутри кристалла, либо вне его. При этом форма применяемого электрического поля в общем отличается от формы поля нормальных триодов. Среди этих специальных триодов необходимо различать два типа: один из них отличается тем, что у него для переноса электрического тока принимают участие оба вида носителей тока, у второго существенным является то, что электрический ток переносится только одним видом носителей, тогда как вторым видом носителей вообще можно пренебречь. Вследствие этого транзисторы второго типа называются униполярными.

а) Специальные триоды с обоими видами носителей тока

При рассмотрении точечных транзисторов мы видели, что у них неосновные носители перемещаются главным образом под влиянием электрического поля коллектора. Наоборот, у плоскостных транзисторов нормального исполнения неосновные носители перемещаются в основном под влиянием диффузии. Воздействие электрического поля на движение неосновных носителей используется у специальных транзисторов, каковыми являются так называемые дрейфовые транзисторы, фильдисторы и нитевидные транзисторы. Последние уже были рассмотрены в главе 2.51.

б) Дрейфовый транзистор

То обстоятельство, что при помощи повышения напряжения на коллекторе можно сократить время пролета неосновных носителей между эмиттером и коллектором и тем самым увеличить

частотный предел транзистора, навело на мысль воздействовать этим способом на движение неосновных носителей и у плоскостных транзисторов. Например, до известной степени это имеет место у барьерного транзистора или транзистора типа p-n-i-p (см. главу о высокочастотных транзисторах). При этом у этих транзисторов необходимое ускоряющее электрическое поле создано внешним напряжением и неосновные носители при ускорении проходят через область очень чистого полупроводника. Однако ускоряющее поле можно создать непосредственно внутри полупроводникового кристалла, а именно таким способом, что концентрация примесей в базе не будет равномерной, а будет обладать определенным градиентом (дрейфовый транзистор). Неравномерное распределение примесей в базе транзисторов улучшает частотные пределы последних. Теоретические предпосылки возможных предельных частот привели к созданию дрейфовых транзисторов с предельной частотой до 700 Мгц. Были уже разработаны и в настоящее время промышленностью изготовляются транзисторы с предельной частотой до 250 Мгц. Они обладают весьма выгодными качествами и дают возможность применять их для УКВ и телевидения.

За последнее время были достигнуты большие успехи в области дрейфовых транзисторов, особенно это относится к устройству транзистора, которое предложил Ли [119]. Здесь в качестве исходного материала применена пластинка германия p-типа, которая подверглась в вакууме диффузии доноров, в результате чего образовался тонкий поверхностный слой n-типа в качестве базы. Вследствие диффузии создан градиент доноров внутри кристалла, так что вблизи перехода между базой и коллектором создается внутреннее электрическое поле, ускоряющее неосновные дырки в базе по направлению к коллектору. Эмиттер образуется в виде полоски p-типа, полученной методом испарения и сплавления металла, обычно алюминия, а контакт базы является омическим контактом n-типа, который образуется также посредством испарения на поверхность германия и вплавления в него. Так как толщина базы весьма незначительна, а габариты эмиттера и вывод базы можно сделать также очень небольшими, то такой транзистор обладает исключительными высокочастотными свойствами при большой мощности и хорошей воспроизводительности параметров.

Эрли [120] занимался теоретическим расчетом предельной частоты таких транзисторов и пришел к выводу, что дрейфовые транзисторы, по крайней мере, на один порядок лучше, чем фильдисторы и аналог-транзисторы. Для дрейфовых транзисторов типа «mesa», т. е. с линейным эмиттером и базой в виде узких полосок,

расположенных близко друг к другу, Эрли вывел следующее выражение для коэффициента добротности k:

$$k = (\text{усиление по мощности})^{\frac{1}{2}} \cdot (\text{ширина полосы}) = 7{,}5 \cdot 10^6/d \ [\text{гц}], \text{ где } d \text{ — ширина полоски эмиттера [см]}.$$

Коэффициент добротности k практически равен максимальной частоте генерации. Справедливость приведенного соотношения была проверена на практике. Транзисторы, ширина эмиттерной и базовой полосок которых находится в пределах от 0,050 до 0,070 мм, могут быть хорошо реализированы и обладают предельной частотой свыше 1000 Мгц. Эти транзисторы могут быть использованы во всех схемах УКВ и телевизионных приемниках.

в) Фильдистор

Фильдистор — это специальный транзистор, у которого проводимость внутри кристалла полупроводника изменяется под действием электрического поля, расположенного вблизи поверхности полупроводникового кристалла. Исполнение такового фильдистора, с одной стороны, может отвечать точечному транзистору, с другой стороны, транзистору плоскостному. На *рис. 40* изображен точечный фильдистор, перпендикулярное к поверхности кристалла электрическое поле которого как бы заменяет эмиттер точечного транзистора. Управляющее электрическое поле создается таким образом, что управляющий электрод не соприкасается с поверхностью кристалла в отличие от нормальных транзисторов, а прикреплен над нею на определенном расстоянии, так что между поверхностью кристалла и электродом образуется небольшой промежуток. Этот промежуток должен быть весьма незначительным для того, чтобы можно было получить необходимую напряженность электрического поля; расстояние между управляющим электродом и коллектором также должно быть малым. При помощи специального устройства можно получить это расстояние равным 10^{-4} см, а напряженность электрического поля при таком расстоянии даже при небольших напря-

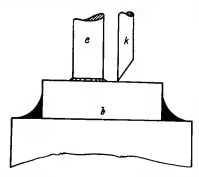


Рис. 40. Принцип транзистора, управляемого электрическим полем (фильдистор) [69]

жеяиях будет порядка 10^4 в/см. Ввиду того, что цепь управляющего электрода остается при этом собственно разомкнутой, этот транзистор обладает большим входным сопротивлением, порядка 10 Мом, которое получается только за счет потерь в промежутке. Благодаря этому, получается большим и коэффициент усиления по току, который достигает величины от 10000 до 100 000. До сих пор изготовленные фильдисторы обладали мощностью около 10 мвт. и, несмотря на их большой коэффициент усиления по току, их следует рассматривать скорее только как преобразователи сопротивления, а не как усилители.

Дело в том, что их усиление по напряжению меньше единицы. Шум точечяого фильдистора будет такого же порядка, как и шум точечных транзисторов. Принцип фильдистора был применен и для плоскостного n-p-перехода [69] и таким образом был создан плоскостной фильдистор.

Весьма ценным вкладом плоскостного фильдистора было то, что он дал возможность изучить дальнейшие свойства поверхности полупроводников и объяснить, каким образом молекулы, обладающие поляряым моментом, могут ухудшить параметры p-n-перехода в обратном направлении, как это имеет место, например, у мощных транзисторов, охлаждаемых жидкостями.

2.56 УНИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

При объяснении транзисторного эффекта в разд. 2.5 мы видели, что существенным обстоятельстом является присутствие в кристалле полупроводника обоих типов носителей тока. Во время теоретических работ по транзисторам было предложено несколько типов транзисторов, у которых в отличие от предыдущих типов имеется только одия тип носителей тока, а имеяно основной. Эти транзисторы весьма похожи на электровакуумные приборы. Они получили название униполярных транзисторов и некоторые их типы аналогичны электровакуумным приборам.

Шокли [39] в 1952 году предложил новый тип транзистора, у которого введение неосновных носителей тока не имеет значения, наоборот, имеет место воздействие основных носителей, которые на p-n-переходе управляют эффективной толщиной зоны проводимости. У так называемого униполярного транзистора *(рис. 41)* существуют два перехода, находящиеся друг против друга, которые получают вспомогательное напряжение в обратном направлении [70], [71], [72]. При повышении этого напряжения средняя зона становится уже, так как толщина запирающего слоя на

переходе зависит от напряжения (см. разд. 2.41). Если пропустить ток другого источника по каналу между обоими переходами, то величина этого тока будет зависеть от сопротивления пути прохождения, которое может управляться изменением величины вспомогательного напряжения на переходах. Если вспомогательное напряжение будет достаточно большим, так что обе зоны переходов будут соприкасаться, то ток вспомогательного источника прекратится.

Для управления толщиной пути прохождения тока вполне достаточно небольшой мощности, так как переходы работают в об-

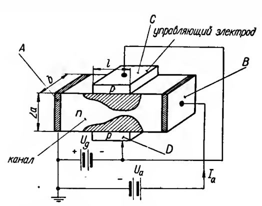


Рис. 41. Схема транзистора, управляемого поперечным полем [70]

ратном направлении. Напротив того, управляемый ток может быть значительно большим, вследствие чего можно получить усиление по мощности.

К этой группе униполярных транзисторов следует отнести также так называемый «текнетрон» (высокочастотный транзистор, разработанный во Франции Тецнером), который является, собственно говоря, фильдистором [121]. На *рис. 42* изображен схематически текнетрон. Это — тонкий столбик германия n-типа, на обоих концах которого имеются омические контакты. Небольшая часть столбика между электродами была ссужена до диаметра меньше 0,1 мм (электролитическим травлением) и затем на нее был нанесен электрод из чистого индия. Этот процесс подобен тому, который применяется фирмой Филько при изготовлении поверхностно-барьерного триода.

На контакте металлического индия с германием образуется запирающий слой Шоттки. Если к этой «сетке» приложить отри-

цательное напряжение, то ток не будет практически протекать, а образуется очень сильное электрическое поле, которое создает так называемую модуляцию проводимости электрическим полем т. е. эффект, на котором основан фильдистор. На основании этого эффекта уменьшается эффективное сечение германиевого кристалла в месте, где его окружает концентрический индиевый контакт. Таким образом, увеличится сопротивление при повышении напряженности электрического поля. Ввиду того что текнетрон обладает цилиндрической симметрией, изменение сопротивления зависит от квадрата напряженности поля. Одновременно с изменением сопротивления происходит также и изменение емкости за счет умень-

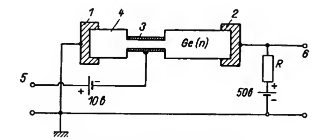


Рис. 42. Схема ТЕКНЕТРОНА

шения емкости «сетки» при повышении отрицательного сеточного смещения. Это оказывает благоприятное влияние на высокочастотные свойства.

Изготовители указывают, что запорный слой выдерживает до 250 в при обратном токе всего около 3 мка. Входной импеданс будет, следовательно, весьма большим. Выходной импеданс также высок. Благодаря этому, текнетрон по своим свойствам приближается к электровакумным приборам. Максимально допустимая рассеиваемая мощность составляет 125 мвт, максимальная рабочая температура — 70 °С, предельная частота от 500 до 1000 Мгц, крутизна — от 0,2 до 0,7 ма/в. При рабочей частоте в 110 Мгц и ширине полосы пропускания в 1,7 Мгц можно получить усиление по мощности в 22 дб. Шум не превышает шума нормальных сплавных транзисторов.

Ввиду весьма простого производства изобретатель надеется, что текнетрон будет в ближайшем будущем применяться в большом количестве в качестве высокочастотного сверхминиатюрного прибора.

Другой тип униполярного транзистора согласно Шокли [39] работает аналогично вакуумному триоду и называется поэтому аналог-транзистор. Геометрическая структура вакуумного триода переносится на полупроводник согласно *рис. 43*. Катод и анод здесь замещены сильно легированной областью n-типа, сетка — сильно легированным германием p-типа, а вакуум замещен чистым германием с большим сопротивлением. Прикладываемое напряжение имеет такую же полярность, как и у вакуумного триода. Сетка аналог-транзистора берет небольшой ток, так как здесь имеет место переход в обратном направлении. Точно также и из области анода аналог-транзистора ток не течет, зато катод аналог-транзистора поставляет основные носители — электроны, которые создают пространственный заряд вокруг «катода» так, как это происходит у вакуумного триода. Ток электронов не переходит на сетку, ввиду наличия на ней отрицательного напряжения, а управляется сигналом, подаваемым на сетку.

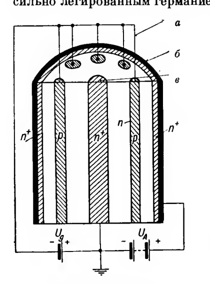


Рис. 43. Принцип аналог-транзистора
а) сетка, *б)* анод, *в)* катод

Действие прибора аналогично вакуумному триоду и даже зависимость анодного тока от анодного напряжения подчиняется такому же закону, как и у вакуумного триода, т. е.

$$i \sim U^{\frac{3}{2}}$$

Однако аналогия идет еще дальше. На приборе, изображенном на *рис. 43*, можно заменить области n-типа областями p-типа и наоборот, и при противоположной полярности приложенных напряжений мы опять получим триод, который однако работает с дырками вместо электронов, чего у вакуумного триода добиться невозможно.

2.6 КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

В отличие от металлов характерным свойством полупроводников является зависимость концентрации свободных носителей тока от температуры. Источником энергии, которая увеличивает

концентрацию, могут быть, кроме тепловой энергии кристаллической решетки, также столкновение с быстрыми электронами или α-частицами, попадающими в полупроводник, и поглощение световых лучей и рентгеновского излучения.

Предпосылкой для воздействия светового кванта на увеличение концентрации свободных носителей тока является то обстоятельство, что свет может поглощаться и что энергия $h\nu$ светового кванта больше, чем энергия активации, необходимая для освобождения электрона.

Взаимодействие светового кванта с полупроводником может вызывать следующие явления:

а) внешний фотоэффект, который проявляется эмиссией электронов в вакуум,

б) внутренний фотоэффект, при котором энергия светового кванта недостаточна для того, чтобы освобожденный электрон покинул кристалл.

В дальнейшем мы будем рассматривать только второе явление. Согласно энергетическим соотношениям в кристалле можно наблюдать либо изменение проводимости в гомогенном кристалле, т. е. изменение сопротивления при освещении, либо образование фотоэлектродвижущей силы в негомогенном кристалле, что проявляется возникновением фототока без наличия внешнего источника напряжения. Причиной образования электродвижущей силы являются внутренние электрические поля, которые образуются на p-n-переходе, на контакте металл-полупроводник или в полупроводнике одинакового типа проводимости, но с градиентом примесей.

Это служит для классификации фотосопротивлений и фотоэлементов самых различных видов. В зависимости от расположения электродов по отношению к направлению падающего света различаем расположение в поперечном электрическом поле и в продольном электрическом поле.

2.61 ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Поглощение светового кванта кристаллом является необходимой, однако недостаточной предпосылкой для образования фотопроводимости. Известно достаточно большое количество сильно поглощающих кристаллов, у которых не наблюдается фотоэффекта. В них световая энергия преобразуется непосредственно в тепловую энергию решетки, не создавая свободных носителей тока. Согласно теории Френкеля, такое поведение объясняется следующим образом: при поглощении фотона образуется пара электрон-дырка,

так наз. экситон, который как одно целое диффундирует в кристаллической решетке. При исчезновении экситон передает решетке энергию в виде тепловых колебаний и фотоэффект не обнаруживается. Однако, если произойдет отделение дырки от электрона за счет взаимодействия с примесью или с основной решеткой, то можно наблюдать повышение электропроводности. В зависимости от структуры полупроводника либо электрон, либо дырка захватывается, а другая частица экситона принимает участие в электропроводности или же аналогично, как в германии и кремнии, могут и дырка и электрон одновременно участвовать в увеличении концентрации свободных носителей тока.

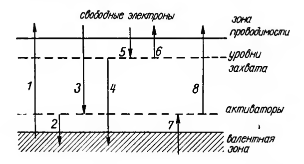


Рис. 44. Зонная модель фотопроводимости кристалла CdS:

1 — образование пары электрон-дырка; *2* — заполнение свободной дырки электроном из уровней активизации; *3* — рекомбинация электрона с дыркой посредством активаторных уровней (эмиссия света); *4* — рекомбинация электрона, задержанного на уровне захвата, с дыркой; *5* — захват электрона в «ловушку»; *6* — тепловая активация захваченного электрона; *7* — тепловое образование дырки; *8* — тепловая активация электрона из активаторных уровней

У германия и кремния квантовый выход внутреннего фотоэффекта равен единице, т. е. вместо каждого абсорбированного фотона образуется пара электрон-дырка [60]. Однако следует при этом заметить, что это не является справедливым для любой длины волны света. Кривая зависимости фототока от длины волны света одинаковой энергии имеет максимум. Уменьшение внутреннего фотоэффекта при более длинных волнах объясняется условием, что $h\nu \gg \Delta E$, а при более коротких волнах коэффициент абсорбции полупроводника имеет такое большое значение, что свет поглощается весьма тонким слоем на поверхности полупроводника. Вследствие этого повышается концентрация носителей настолько, что их время жизни значительно сокращается под влиянием повышенной рекомбинации, которая к тому же еще увеличивается поверхностными рекомбинационными центрами, которые при аб-

сорбции на большем расстоянии от поверхности не имеют такого влияния. Однако при учете этих влияний полупроводник обладает постоянным выходом внутреннего фотоэффекта, равным единице. Но если $h\nu$ будет больше, чем двойная энергия, соответствующая абсорбционной границе пропускания, то могут освобождаться два и более электронов, вследствие чего при постепенном понижении длины волны после первоначального постоянного квантового выхода внутреннего фотоэффекта наблюдается с увеличением энергии фотонов линейное повышение выхода внутреннего фотоэффекта [122].

Носители тока, образующиеся за счет фотоэффекта, ничем не отличаются от нормальных электронов и дырок, создаваемых за счет тепловой активации. Они имеют такую же подвижность и такое же время жизни, как и остальные. Их скорость такая же, как и у нормальных электронов, так как первоначальное повышение ее за счет большей кинетической энергии при абсорбировании большего светового кванта, превышающего минимально необходимое значение, после нескольких столкновений с фононами весьма быстро теряется и уравнивается с величиной тепловой скорости электронов и дырок.

В полупроводнике, у которого нет примесей и концентрация

Таб. 2

Полупроводник	Тип связи	Минимально необходимая энергия для освобождения электрона	
		светом (эв)	теплом (эв)
бор	ковалентная	$0{,}96 \div 1{,}27$	$0{,}88 \div 1{,}28$
алмаз	ковалентная	5,3	5,2
кремний	ковалентная	1,15	1,12
германий	ковалентная	0,75	0,72
фосфор	молекулярная	$1{,}4 \div 1{,}6$	$1{,}5 \div 1{,}6$
сера	молекулярная	2,4	2,6
теллур	молекулярная	0,37	0,34
иод	молекулярная	1,30	1,24
Cu_2O	частично ионная	1,95	$1{,}45 \div 1{,}84$
PbTe	частично ионная	0,62	$0{,}44 \div 0{,}60$
ZnO	частично ионная	3,0	2,42
TiO_2	частично ионная	3,2	3,05

носителей, образованных за счет тепловой энергии, небольшая, результирующая концентрация носителей n при действии света зависит от равновесия между генерацией и рекомбинацией.

Из теории следует, что при слабом освещении или в отсутствии освещения при большой проводимости фотопроводимость прямо пропорциональна освещению и, наоборот, при малой проводимости в отсутствии освещения или при сильном освещении фотопроводимость прямо пропорциональна квадратному корню из освещения.

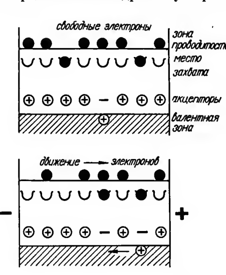


Рис. 45. Изображение тока электронов и дырок у фотосопротивления

Эти закономерности были доказаны экспериментально [61].

Наряду с этими простыми случаями существует много сложных явлений, например, отрицательный фотоэффект, т. е. уменьшение проводимости при освещении. Согласно предположению А. Ф. Иоффе [61] в данном случае имеет место диффузия фотоэлектронов в соседние части кристаллов, где они вызывают повышенную рекомбинацию, так что в результате получается уменьшение концентрации свободных носителей тока.

Если абсорбированный фотон обладает значительно бóльшей энергией, чем это соответствует длинноволновой границе, то образуются вторичные эффекты, под воздействием которых один абсорбированный фотон создает несколько электронов.

Так как подвижность созданных световой энергией электронов

и дырок одинакова с подвижностью носителей, созданных тепловой энергией, то для фотопроводимости σ_f, можно написать

$$\sigma_f = e\mu (n - n_0) \qquad (2-145)$$

Для сравнения в таблице 2 приведены некоторые данные [61].

Фотопроводимость по Гуддену и Полю [62] может возникнуть при показателе преломления $n > 2$. Де Боэ и Вервей [63] ограни-

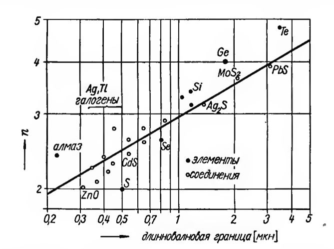


Рис. 46. Зависимость длинноволновой границы фотопроводимости от показателя преломления различных полупроводников

Вместо плохо определяемых длинноволновых границ нанесены длины волн, при которых фотоэлектрический выход равняется половине максимальной величины [64]

чивают это правило только на кристаллические неорганические соединения, электронная оболочка 3d катиона которых вследствие образования соединения полностью занята электронами, так что образуется конфигурация редкого газа. Это условие соблюдено у окисей и сульфидов катиона Cu^{+}, Zn^{++}, Ag^{+}, Tl^{+}, Hg^{++}, Pb^{++}, Sb^{+++}, Bi^{+++}, Cd^{++}, Ba^{++}. Согласно этому правилу исключаются окиси MnO, CaO, NiO, Co_3O_4, Fe_2O_3, хотя их показатели преломления значительно больше 2 и по правилу Гуддена у них могла бы существовать фотопроводимость.

Мосс [64] частично объяснил правило Гуддена тем, что установил корреляцию между длинноволновой границей фотоэффекта $\lambda_{макс}$ и показателем преломления. При двойном логарифми-

ческом масштабе получается прямая, отвечающая уравнению

$$\lambda_{\text{макс}}/n^4 = 1{,}3 \,.\, 10^{-8}\,[\text{м}] \qquad (2-146)$$

как это видно на рис. 46. Это соотношение для фотопроводимости ковалентных кристаллов не будет точным, что хотя бы частично обусловлено неточно определяемым понятием о длинноволновой границе внутреннего фотоэффекта. Согласно соотношению Мосса правило Гуддена $n > 2$ означает, что $\lambda_{\text{макс}} > 0{,}2$ мкн и, следовательно, что фотоэлектрический активный свет лежит в относительно доступной области свыше 0,2 мкн.

Соотношение Мосса является чисто эмпирическим и до сих пор нельзя было найти теоретического обоснования.

2.62 ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ В НЕГОМОГЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Понятие «негемогенный полупроводник» означает, что концентрация электронов и дырок внутри кристалла распределена неравномерно. Различие в концентрации может быть создано разными способами, которые приведены ниже:

а) Неодинаковая концентрация доноров или акцепторов, что вызывает либо объемный фотоэффект [65], если кристалл обладает всюду одинаковым типом проводимости, либо вентильный фотоэффект, если в кристалле образуется p-n-переход.

б) Неодинаковая концентрация носителей тока на разделе металл-полупроводник, что ведет к образованию вентильных фотоэлементов или светового детектора.

в) Различная местная активация центров, поставляющих носители тока, при гомогенном в остальных отношениях полупроводнике, как это имеет место при термофотоэффекте по Тауцу [66].

Собственно, причиной возникновения фотоэлектродвижущей силы всегда является наличие внутреннего электрического поля, в котором светом созданные электроны и дырки отделяются и создают заряды на противоположных концах кристалла. С этой точки зрения нет разницы между фотоэффектом, действующим на изменение проводимости, и фотоэффектом, возбуждающим электродвижущую силу. При изменении проводимости освобожденные светом электроны и дырки движутся в электрическом поле, вызванном внешним источником напряжения, вследствие чего течет фототок, тогда как при образовании электродвижущей силы ток течет без наличия внешнего источника напряжения под действием внутреннего электрического поля. Величина фототока при одина-

ковом количестве фотоэлектронов и дырок зависит от напряженности электрического поля в кристалле, причем способ образования электрического поля не имеет значения [67].

Рассмотрим сначала p-n-переход как самый простой фотоэлемент.

Схематическое устройство перехода изображено на *рис. 47*. Расстояние вводных электродов от перехода гораздо больше,

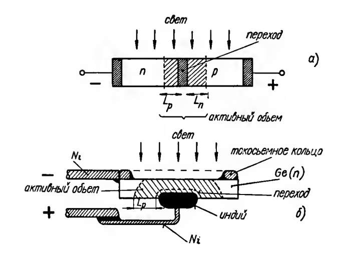


Рис. 47. Фотодиод с p-n-переходом

а) Поперечное электрическое поле. Освобожденные в активном объеме под действием света электроны и дырки принимают участие в фотоэффекте. *б)* Продольное электрическое поле. Переход образован на тыловой стороне посредством техники вплавления

чем диффузионные длины L_n и L_p. Кристалл освещен равномерно. Предполагаем, что толщина кристалла по направлению световых лучей настолько мала, что абсорбция света всюду постоянна, а поэтому и генерация носителей всюду одинакова. Тогда на основании теории [32] следует, что вольтамперная характеристика (2—76а) принимает вид

$$i + eG(L_p + L_n) = \frac{kT}{e} (G_P + G_N) [\exp (eU/kT) - 1] \quad (2-147)$$

Разница по сравнению с (2—76а) заключается в том, что в результате освещения к току i прибавился еще член, выражающий фототок i_f:

$$i_f = eG (L_p - L_n) \quad (2-148)$$

Выражение i_f/e означает количество электронов и дырок, образованных фотонами в пространственную и временную единицу, причем пространственная единица дана объемом, определяемым диффузионной длиной электронов и дырок, в качестве одной коор-

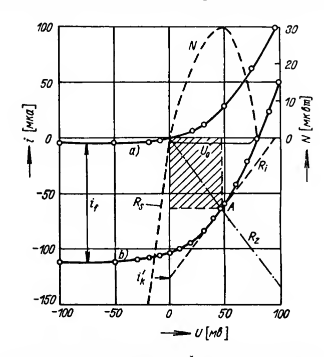


Рис. 48. Характеристика германиевого фотодиода чехословацкого производства (активная поверхность 2 мм²) (тип б на рис. 47)

а) Характеристика без освещения, *б)* характеристика при освещении (свет лампы накаливания около 1000 лк), напряжение вхолостую U_0 = 79 мв, ток при короткозамкнутом выходе составляет 104 мка. В рабочей точке А получается максимальная мощность P = = 30 мквт. При этом внутреннее сопротивление R_i равно сопротивлению нагруаки R_z = = 740 ом. Под влиянием сопротивления германиевой пластинки R_s = 125 ом, которое включено последовательно, характеристика *б)* немного сдвинута

динаты. В обратном направлении, где фототок проявляется значительно выразительнее, чем в прямом направлении, действие света выражается перемещением характеристики на величину i_f *(рис. 48)*.

p-n-Переход называем фотодиодом, если он работает со смещением в обратном направлении; фотодиод имеет характеристику подобную вакуумному фотоэлементу, т. е. после начального

быстрого увеличения фототок достигнет постоянной величины независимо от величины смещения при постоянном освещении. Разница состоит в том, что насыщение фототока у германиевого фотодиода настает при напряжении около 0,4÷0,5 в, тогда как для вакуумного фотоэлемента требуется в сто раз высшее напряжение.

Поэтому фотодиод обладает весьма большим внутренним сопротивлением, а благодаря этому и высоким коэффициентом полезного действия.

Если во внешней цепи отсутствует источник напряжения, то диод работает в качестве фотоэлемента. На сопротивлении R_z во внешней цепи образуется падение напряжения $U = -iR_z$. Определив из этого выражения напряжение U или ток i и подставив их в уравнение (2—147), получим уравнение для i или для U фотоэлемента в зависимости от i_f и R_z. Замкнув выход накоротко ($R_z = 0$), получим

$$i = -i_f \tag{2—149}$$

Ток фотоэлемента при короткозамкнутом выходе течет в обратном направлении.

При отсутствии нагрузки ($R_z = \infty$, $i = 0$) фотоэлемент имеет напряжение холостого хода U_o, которое определяется уравнением

$$U_o = \frac{kT}{e} \ln (1 + i_f/i_o) \tag{2—150}$$

Это напряжение будет положительным в прямом направлении перехода. Если освещение достаточно слабое, т. е. когда $i_f \ll i_o$ или $U_o \gg kT/e$, то

$$U_o = \frac{i_f}{G_P + G_N} \tag{2—151}$$

Это значит, что напряжение пропорционально освещению, что отвечает представлениям, к которым мы пришли в предшествующем разделе. При слабом освещении переход ведет себя как источник тока i_f с внутренней проводимостью ($G_p + G_n$).

При большом освещении напряжение при разомкнутом выходе растет с логарифмом освещения. То обстоятельство, что здесь нет пропорциональности квадратному корню из освещения объясняется тем, что внутреннее сопротивление элемента уменьшается с освещением.

Уравнения (2—148) и (2—150) для любой большой величины освещения не могут быть справедливыми. Легко понять, что максимальное напряжение при разомкнутом выходе не может быть больше, чем разность потенциалов, которая соответствует вну-

треннему электрическому полю на переходе при отсутствии освещения. По этой же причине и ток при короткозамкнутом выходе будет ограничен.

Фотоэффект не зависит от наличия p-n-перехода; для его образования достаточно наличия внутреннего электрического поля, которое создается при неравномерном распределении примесей

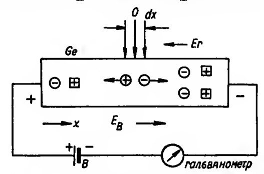


Рис. 49. Схематическое устройство кристалла германия n-типа

Существует градиент доноров ⊕ в направлении от правого конца к ⊖ левому. Электроны ⊖ возбуждают проводимость и диффундируют вдоль концентрационного градиента влево до тех пор, пока электрическое поле $E_г$, образованное между неподвижными ионизированными донорами и электронами, не достигнет такой величины, что будет препятствовать дальнейшей диффузии электронов. Если световой луч 0 шириной dx попадает на кристалл, то созданные фотоэлектрические электроны и дырки перемещаются в электрическом поле, причем правый конец кристалла заряжается отрицательно, а левый положительно. Это фотоэлектрическое напряжение можно определить гальванометром (батарея B отсутствует). Если в цепь включить батарею B с указанной на рис. полярностью, то возбудится поле $E_в$ противоположного направления по отношению к полю $E_г$; изменяя напряжение батареи B, можно скомпенсировать фотоэлектрическое напряжение, что выражается нулевым показанием гальванометра, т. е. фотоэлектрический ток отсутствует [67]

в кристалле [65]. Напряженность этого электрического поля выражается уравнением

$$E = \frac{kT}{e} \frac{\mu_p \frac{dp}{dx} - \mu_n \frac{dn}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p} \qquad (2-152)$$

и создает фотоэлектродвижущую силу таким образом, что образовавшиеся в этом поле электроны и дырки отделяются и заряжают концы кристалла. Так как при помощи градиента концентрации примесей нельзя создать такого поля, как на p-n-переходе, то коэффициент полезного действия не может быть большим и такой фотоэлемент не может быть использован на практике. Однако объемное явление может быть использовано для измерения неоднородности кристалла германия [67], а именно таким образом, что

прикладывается внешнее электрическое напряжение такой полярности, чтобы компенсировалось внутреннее электрическое поле, вследствие чего фототок будет отсутствовать. Для того чтобы темновая проводимость не мешала, кристалл освещают световыми импульсами, а фотоэффект контролируется усилителем переменного тока. Если через кристалл течет постоянный ток, величину которого можно регулировать, то мы видим, что при определенной

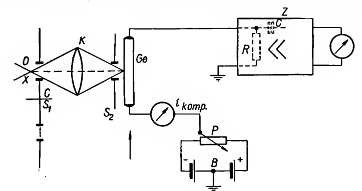


Рис. 50. Схема измерительного устройства

Точечный источник света (автомобильная лампа) 0 проецируется конденсором K через металлическую диафрагму с отверстием 1,2 мм на кристалл германия Ge, который может перемещаться при помощи микрометрического винта в направлении стрелки. Свет прерывается вращающимся диском с отверстиями S_1, вследствие чего в германии образуется переменное фотоэлектрическое напряжение, которое усиливается переменным усилителем Z с входным сопротивлением $R = 100$-ком. Для компенсирующего тока i_{komp} служит батарея B; величина и полярность тока устанавливаются потенциометром P [67]

величине и полярности этого тока фотоэффект исчезает. Если ток будет больше или меньше, чем эта критическая величина, то появляется фотоэлектрическое напряжение, которое при переходе через компенсационную точку изменяет свою фазу. Таким образом можно численно определить распределение электрического поля по всему кристаллу. При этом фотоэффект исполняет функцию только нулевого индикатора, вследствие чего нет необходимости знать чувствительность усилителя и количество падающего света. Согласно теории фотоэлектрическое напряжение кристалла n-типа будет

$$U = \frac{kT}{e}\,\frac{2\,\mu_{\rm p}}{\mu_{\rm n}+\mu_{\rm p}}\,\frac{1}{\sigma^2}\,\frac{{\rm d}\sigma}{{\rm d}x}\,\Delta\sigma\,{\rm d}x \qquad (2-153)$$

где σ — проводимость кристалла при отсутствии освещения, $\Delta\sigma$ — приращение проводимости вследствие освещения полоски кристалла шириной $\mathrm{d}x$.

Тогда внутреннее электрическое поле будет

$$\boldsymbol{E} = \frac{\mu_n + \mu_p}{2\mu_p} \frac{\boldsymbol{i}}{\sigma} \tag{2—154}$$

причем $\boldsymbol{i}$ является плотностью тока, необходимой для компенсации фотоэффекта *(рис. 50)*.

Дальнейшая возможность образования фотоэлектродвижущей силы представляется на контакте металл-полупроводник. Как мы уже указали в разд. 2.42, на таком контакте существует внутреннее электрическое поле при условии, что уровни Ферми металла и полупроводника различны. Образовавшиеся вблизи контакта дырки и электроны захватываются электрическим полем и образуется фотоэлектродвижущая сила. В зависимости от того, где находится запорный слой, а именно на освещенной стороне или на обратной стороне, так что свет прежде, чем дойдет до запорного слоя, должен пройти поперек кристалла, различаем фотоэлементы с фронтальным и тыловым фотоэффектами.

До этого мы имели ввиду идеальные фотоэлементы, где каждый падающий фотон освобождает одну пару электрон—дырка. Однако на практике выход не так велик. С одной стороны возникают потери вследствие отражения света от поверхности фотоэлемента, с другой стороны, возникают потери вследствие поглощения в инертных слоях перед запорным слоем. Кроме того, не все освобожденные электроны и дырки принимают участие в фототоке, так как они могут рекомбинировать прежде, чем перейдут через переход; свет действует только настолько, насколько он абсорбируется в слое толщиной, равной диффузонной длине. Наконец, световой квант может оказывать воздействие только в том случае, если он обладает определенной минимальной энергией, и для воздействия света должны быть соблюдены определенные правила квантовой селекции. Надо принять во внимание и то, что ток течет через весь полупроводник и вводные электроды, так что действительная характеристика понижается этим сопротивлением.

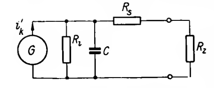


Рис. 51. Эквивалентная схема фотодиода, работающего в качестве генератора

В рабочей точке А (см. *рис. 48*) фотодиод работает в качестве источника тока i_k' с внутренним сопротивлением R_i и добавочным сопротивлением R_s. C — параллельная ёмкость. R_z — рабочее сопротивление

Для оценки поведения электрического элемента решающим является его характеристика.

Характеристика получается измерением зависимости тока от напряжения при различном освещении

(рис. 48). Если мы в цепь включим нагрузку, например, измерительный прибор с сопротивлением R_z, то рабочая точка А определяется пересечением прямой сопротивления с характеристикой. Внутреннее сопротивление R_i определяется касательной к характеристике в рабочей точке.

Мощность фотоэлемента $P = iU$ достигнет максимального значения в определенной рабочей точке, где $R_z = R_i$. Продолжение прямой R_i определяет мнимый ток короткого замыкания i'_k. В рабочей точке А фотоэлемент работает в качестве источника тока i'_k с внутренним сопротивлением R_i. На рис. 51 изображена эквивалентная схема, где обозначена еще ёмкость C переходного слоя, которая для всех видов фотоэлементов имеет приблизительную величину в 10 000 пф/см². Так как фотоэлемент является активным нелинейным двухполюсником, то внутреннее сопротивление R_i и ток короткого замыкания i'_k зависят от выбора рабочей точки, а следовательно, и от нагрузки. Поэтому можно пользоваться постоянными величинами только на небольшом участке около рабочей точки, где кривую характеристики можно заменить касательной. При освещении переменным светом ёмкость С оказывает влияние на частотные свойства.

2.63 ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Прямое преобразование дешевых видов энергии в наиболее ценную электрическую энергию является целью каждого техника, занимающегося вопросами энергетики. Самыми дешевыми источниками энергии являются излучение Солнца, тепловая энергия окружающего пространства и атомная энергия. При помощи фотоэлементов и термоэлементов полупроводники дают возможность принципиально разрешить проблему прямого преобразования в электрическую энергию. Здесь мы рассмотрим некоторые вопросы и их решение в связи с проблемами использования солнечного излучения. Принципиальная возможность получения электрической энергии при помощи фотоэлементов известна уже свыше 80 лет, однако до технически разработанного солнечного генератора большой мощности еще далеко. Несмотря на это, заслуживает внимания успех, которого добилась фирма Белл [76] своими так наз. солнечными батареями, благодаря которым удалось преобразовать 6% энергии солнечного излучения в электрическую энергию. Позже эта величина достигла 12%.

При нахождении Солнца в зените, т. е. при перпендикулярном падении лучей, в ясную погоду на высоте 0 м приходится на 1 м²

площади 1,08 квт, что составляет приблизительно 100 мвт/см². Если бы каждый фотон освобождал одну пару электрон-дырка, то получался бы ток короткого замыкания в 80 ма/см². По отношению к длинноволновой границе фотоэффекта ток короткого замыкания для кремния будет составлять 44 ма/см² (λ_{max} = = 1,1 мкн), а для германия этот ток составляет 68 ма/см² (λ_{max} = = 1,7 мкн). Дальнейшие потери происходят за счет отражения

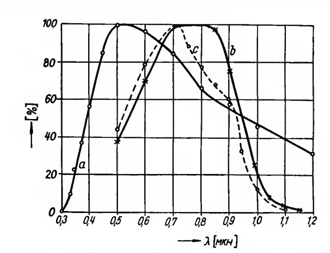


Рис. 52. Спектральное распределение солнечного излучения (кривая a) и спектральное распределение кремниевого фотоэлемента с p-n-переходом (кривая b). Фототок элемента при падении солнечного света изображен кривой c). Максимум кривых принят за 100% [68]

и абсорбции света. Судя по этим данным, могло бы казаться, что максимальный кпд будет иметь полупроводник с самой длинноволновой границей. Однако это не так, потому что с увеличением длинноволновой границы понижается напряжение фотоэлемента, вследствие чего мощность падает. Напряжение вхолостую дано уравнением (2—150); если пренебречь единицей при $i_f \gg i_o$ то получим

$$U_o = 0{,}0575 \,.\, \log \frac{i_f}{i_o} \qquad (2\text{—}150\text{a})$$

Следовательно, важно, чтобы остаточный ток i_o был по возможности минимальным. Если будем рассматривать p-n-переход между

материалом n-типа и контактом сильно легированного материала p-типа, то для i_o можно написать уравнение

$$i_o = ep_N \left(\frac{D_p}{\tau_p}\right)^{\frac{1}{2}} S \qquad (2-155)$$

где S — площадь перехода. Зависимость концентрации неосновных носителей (дырок) p_N от инверсионной концентрации n_i и концентрации электронов n_N выражается уравнением (2—1); после некоторых преобразований мы получим для p_N уравнение

$$p_N = \frac{n_i}{n_N} = 2{,}25 \,.\, 10^{31}\, T^3 \left[\exp\left(-\Delta E/kT\right)\right]/n_N \qquad (2-1a)$$

и для напряжения вхолостую уравнение

$$U_o = 0{,}0575 \,.\, \log I \left\{\frac{0{,}062 \,.\, \exp(39\Delta E)}{\varrho_N \mu_n} \left(\frac{\tau_p}{D_p}\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \quad (2-156)$$

где I — количество фотонов в единице поверхности. Из уравнения (2—156) следует, что для получения большого напряжения фотоэлемента необходимо, чтобы расстояние между заполненной и пустой зонами ΔE было большим, удельное сопротивление полупроводника малым, время жизни дырок большим и подвижность электронов малой [73].

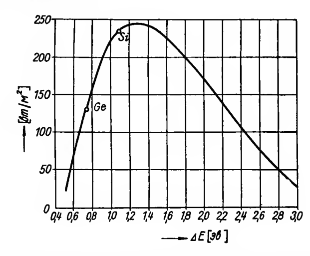


Рис. 53. Максимальный кпд фотоэлементов при падении солнечного света 1,08 квт/м² в зависимости от ширины запретной зоны ΔE. Предполагается, что время жизни $\tau_p = 10$ мксек, а удельное сопротивление $\varrho_N = 0{,}1$ ом. см [73]

На *рис. 53* графически изображено влияние ширины запретной зоны ΔE на конверсионный кпд фотоэлемента, откуда видно, что кремний весьма близко приближается к оптимальному значению ΔE и что германий имеет в два раза меньший кпд.

В дальнейшем рассмотрим кремниевый элемент. Наилучшие до сего времени полученные значения для тока короткого замыкания составляют $i_f = 35$ ма/см² при условии, что потери за счет отражения уменьшены надлежащим покрытием поверхности. Это снижает максимальный кпд до 17,2%. Нормально досягаемые величины [73] будут: $i_f = 25$ ма/см² и $U_o = 0{,}58$ в, так что при оптимальной согласованности нагрузки можно ожидать получение 80% полезной энергии, что дает

$$0{,}025 \,.\, 0{,}58 \,.\, 0{,}8 = 11{,}6 \text{ мвт/см}^2$$

или 10,7% кпд. До этого было достигнуто максимально 6% кпд (за последнее время 10—12%). Происходит это главным образом по той причине, что применяемые переходы не являются идеальными, а имеют последовательное сопротивление R_s и параллельные сопротивления утечки R_p. Вольтамперная характеристика (2—150) принимает вследствие этого вид:

$$U_o - iR_s = \frac{kT}{e} \ln\left[1 + \left(\frac{i + i_f}{i_o}\right) - \left(\frac{U - iR_s}{i_o R_p}\right)\right] \quad (2\text{—}157)$$

Параллельное сопротивление утечки величинной до 100 ом (при площади около 4 см²) не имеет значения, зато влияние последовательного сопротивления R_s становится еще более значительным. Уже величина в 5 ом уменьшит кпд на 70%, принимая $R_s = 0$.

В *табл. 3* приведена зависимость кпд вышеупомянутого фотоэлемента от R_s, причем максимальная мощность в нагрузке при $R_s = 0$ принята за 100%.

На *рис. 54* изображены вольтамперные характеристики согласно уравнению (2—157). Эти фотоэлементы изготовляют в виде

Таб. 3

R_s [ом]	кпд [%]	R_s [ом]	кпд [%]
0	100	5	27
1	77	10	14
2	57	20	7
3,5	37		

пластинок кремния n-типа; p-n-переход получается посредством термической обработки в атмосфере бора. В результате получается слой p-типа, который имеет небольшое сопротивление, что дает возможность применять его в качестве коллектора. Толщина слоя p

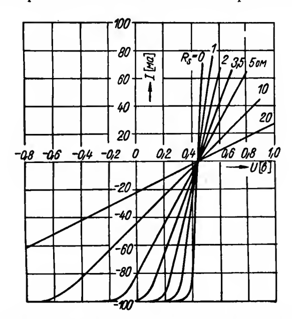


Рис. 54. **Теоретические кривые зависимости тока от напряжения кремниевого фотоэлемента p-n-типа с площадью 4 см² при полном солнечном освещении для разных значений последовательного сопротивления R_s [73]. $i_o = 10^{-9}$ а; $e/kT = 39^{-1}$ в, $i_f = 10^{-1}$ а.**

должна быть большой, чтобы сопротивление слоя было минимальным, но в то же время она должна быть малой, чтобы фотоэлектрические электроны и дырки не рекомбинировали прежде, чем не произойдет их диффузия через переход, и чтобы потери света, вызванные абсорбцией, были небольшими. Необходимо найти компромиссное решение. Читатель может найти подробные конструктивные данные с критической оценкой всех факторов в работе [73]. Температурная зависимость напряжения вхолостую для кремниевого фотоэлемента выражается уравнением:

$$dU_o/dT = -2{,}88\ \text{мв/°C} \qquad (2-158)$$

что было подтверждено экспериментально.

В заключение можно сказать, что солнечная батарея в настоящее время может с успехом применяться для питания небольших потребителей в отдаленных областях, например, для питания сельских телефонных центральных станций, где днем заряжается аккумулятор, который одновременно с тем служит в качестве постоянной определенной нагрузки, что является важным для получения

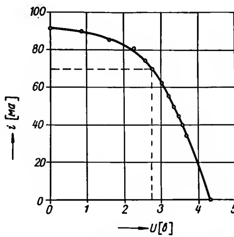


Рис. 55. Характеристика солнечной батареи

Батарея состоит из десяти включенных последовательно элементов, каждый из которых имеет площадь от 6,8 до 7 см². Последовательное сопротивление составляет в общем 18,3 ом. Максимальная мощность — 0,2 вт при прямом падении солнечных лучей. При оптимальной согласованности ток составляет 71 ма при напряжении 2,8 в. Этому соответствует кпд в 3%. Однако были сделаны батареи с кпд в 6% и позже даже в 12% [73]

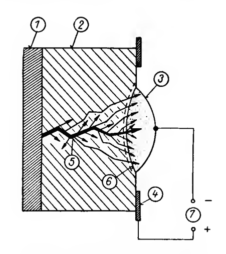


Рис. 56. Схематическое изображение экспериментальной батареи (RCA) в разрезе

1 — радиоактивное вещество (Sr —90), *2* — полупроводник, *3* — вплавленный контакт, образующий переход, *4* — коллекторный электрод, *5* — изображение образования вторичных и последующих электронов, *7* — зажимы батареи.

оптимальной согласованности. Улучшая технологию, можно получить кпд до 10—12%. Однако для массового использования является препятствием не малый кпд, а большие расходы по оборудованию солнечной батареи.

Принципиально для прямого преобразования энергии корпускулярных частиц, возникающих при ядерной реакции, в электрическую энергию можно применять также и p-n-переход. Опытно была сконструирована так наз. атомная батарея, где электроны (β-частицы), возникшие при распаде искусственного изотопа S_r^{90},

освобождали пары электрон-дырка, которые отделялись на потенциальном барьере p-n-перехода. Однако мощность была мала, около 20 мка, при напряжении 0,15 в. Затруднения заключаются в экранировке радиоактивного излучения и во времени жизни применяемого p-n-перехода, который под влиянием излучения электронов с большой энергией изменяет свои свойства, так что у применяемого S_r^{90} нельзя использовать полупериод распада 20 лет *(рис. 56)*.

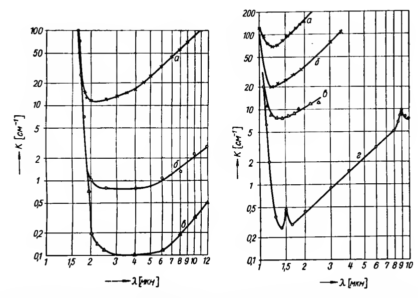


Рис. 57. Зависимость коэффициента абсорбции K от длины волны для германия с разным удельным сопротивлением [78]

Измерено при комнатной температуре. Удельное сопротивление: *а)* 0,005 ом. см, *б)* 0,1 ом. см, *в)* 5 ом. см

Рис. 58. Коэффициент абсорбции K для кремния с различным удельным сопротивлением [78]

Измерено при комнатной температуре. Удельное сопротивление: *а)* 0,014 ом. см, *б)* 0,03 ом. см, *в)* 0,13 ом. см, *г)* 0,5 ом. см

2.64 АБСОРБЦИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Полупроводники отличаются тем, что пропускают инфракрасные лучи. У определенной длины волны, так наз. абсорбционной границы, начинается большое поглощение по направлению к более коротким волнам; в видимой области полупроводник

обычно становится уже совершенно непрозрачным, что вместе с большим показателем преломления служит причиной того, что материал, например, германий и кремний, приобретает металлический вид. Мы говорим об абсорбционной границе, имея ввиду прозрачность, так как коэффициент абсорбции при этой длине волны очень быстро увеличивается на несколько порядков. Это явление заключается в том, что в области абсорбционной границы энергия фотонов $h\nu$ является достаточной как раз для того, чтобы образовывались пары электрон-дырка, что означает абсорбцию. При более длинной волне света для преодоления энергетической разности между валентной зоной и зоной проводимости энергия является недостаточной и поэтому абсорбция уже невозможна. Остаточная абсорбция в инфракрасной области объясняется наличием примесей в кристалле и концентрацией свободных носителей тока.

Измерение абсорбционной границы дает поэтому воможность определить ширину запрещенной зоны ΔE.

Имеем

$$h\nu_0 = hc/\lambda_0 = \Delta E \qquad (2-159)$$

где λ_0 — длинноволновая граница,
ν_0 — предельная частота,
c — скорость света.

Коэффициент абсорбции K определяется уравнением

$$I/I_0 = (1 - R)^2 \exp(-Kd) \qquad (2-160)$$

где I_0 — сила падающего света,
I — сила света, проходящего через пластинку толщиной d,
R — коэффициент отражения на разделе кристалл—воздух.

На *рис. 57* и *58* изображены кривые зависимости коэффициента абсорбции от длины волны для образцов с различной проводимостью, которая согласно теории Друде увеличивает абсорбцию в сторону более длинных волн.

Так как германий и кремний в инфракрасной области прозрачны, то из этих материалов можно отшлифовать призмы и таким образом точно измерить показатель преломления. В *таб. 4* приведены несколько значений [80].

Прозрачность в инфракрасной области дает возможность изготовлять оптические приборы, как например, линзы, объективы и ахроматы. Для видимого и ультрафиолетового света эти приборы являются совершенно непрозрачными. Вследствие большого показателя преломления потери на отражение будут очень велики, около 50%. Применяя технику просветленной оптики, как у стекла, можно и здесь добиться хороших результатов. Например, при по-

мощи нанесения тонкого слоя селена на обе стороны пластинки германия прозрачность его была увеличена с первоначальных 43% при 4 мкн до 90% [80].

Зависимость абсорбции света в инфракрасной области от концентрации свободных носителей дает возможность конструировать модуляторы инфракрасного света [81, 82, 83]. На прозрачность

Таб. 4

Кремний		Германий	
λ [мкн]	n	λ [мкн]	n
1.05	3,565	1.80	4,143
1.10	3,553	1.85	4,135
1.20	3,531	1.90	4,129
1.40	3,499	2.00	4,116
1.60	3,480	2.10	4,104
1.80	3,466	2.20	4,092
2.00	3,458	2.30	4,085
2.20	3,443	2.40	4,078
		2.50	4,072
		2.60	4,068

германиевого кристалла можно повлиять введением неосновных носителей через p-n-переход в прямом направлении. Увеличение концентрации свободных носителей, которое можно осуществить инжектированием, невелико, однако влияние на прозрачность германиевого кристалла может быть значительно, если кристалл длинный. Для кристалла существует оптимальная длина, так как абсорбция кристалла при отсутствии инжекции не имеет нулевого значения. Оптимальная длина x_0 дана уравнением:

$$x_0 = 1{,}9 \,.\, 10^{-16}\, \varrho / K_p \qquad (2-161)$$

где ϱ — удельное сопротивление германиевого кристалла,
K_p — коэффициент абсорбции для единичной концентрации носителей ($K_p = 1{,}6 \,.\, 10^{-16}$ см^2 для длины волны от 1,8 до 5 мкн. Свыше 5 мкн K_p увеличивается пропорционально с квадратом длины волны и при 12 мкн достигает значения $25 \,.\, 10^{-16}$).

Оптимальная длина модулятора зависит от применяемой длины волны. Удельное сопротивление ϱ берется малым, около 1 ом. см.,

для того чтобы кристалл не был излишне длинным. Время t, необходимое для прохождения через кристалл введенных носителей, дано уравнением

$$t = xy\,z/i\mu_p\varrho_n \qquad (2-162)$$

где y и z — ширина и толщина кристалла длиной x,

i — величина введенного тока, который течет через переход на площади (xz).

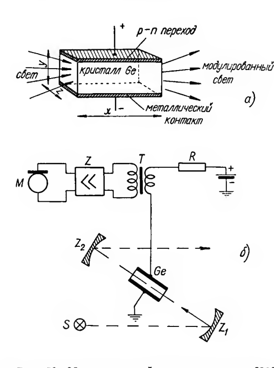


Рис. 59. Модулятор инфракрасного света [83]

а) Германиевый кристалл длиной $x = 12$ мм, шириной 2 мм, толщиной 2 мм; удельное сопротивление 1 ом. см, время жизни 25 мксек. Длина волны модулированного света — 2 мкн. Время пролета дырок — 50 мксек. Начальный ток 50 ма. Частотный предел 9,5 кгц (—3 дб). Потери на отражение — 4 дб, потери на абсорбцию — 1,5 дб. *б)* Схема модулятора. Источник света S отражается зеркалом Z_1 на модулятор Ge. Зеркало Z_2 отражает параллельно модулированный инфракрасный свет. (Светофильтра не требуется, кристалл германия пропускает только $\lambda > 1{,}8$ мкн). С усилителя Z модуляционный усиленный ток микрофона поступает через трансформатор с малым импедансом к модулирующему кристаллу. Начальный ток устанавливается при помощи сопротивления R, которое одновременно с тем линеализирует модуляционную характеристику (модуляция по току). В качестве приемника служит фотоэлемент PbS, на который сосредоточивается свет при помощи вогнутого зеркала (усилитель дает требуемую низкочастотную мощность).

Площадь (y, z), которая представляет входное окошечко для света, должна быть как можно малой, для того чтобы чувствительность модулятора была большой. Если время t меньше, чем время жизни τ, то это значит, что количество выходящих из кристалла носителей равно количеству введенных носителей; в таком случае модулятор будет насыщен и дальнейшее увеличение тока уже не будет увеличивать абсорбцию. Частичная характеристика модулятора также определяется временем жизни.

Для синусоидальной модуляции нужен начальный ток (покоя), который определяет среднее время пролета t_o. В таком случае до частоты f_o определяемой уравнением

$$f_o = (\tau + t_o)/2\pi\tau t_o \qquad (2-163)$$

модулятор практически не зависит от частоты.

На *рис. 59* изображена схема модулятора. Подробная теория находится в литературе [82].

2.7 ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОЛУПРОВОДНИК

Так как магнитное поле с индукцией $\boldsymbol{B}$ действует на движущийся электрон силой $e[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}]$, то можно также ожидать воздействия этого поля на полупроводник. Самый простой случай имеет место при рассмотрении влияния магнитного поля на полупроводник, который находится в тепловом равновесии. Ввиду того что в данном случае происходит движение электронов даже в отсутствии приложенного извне напряжения только под действием тепловой энергии решетки, можно предполагать наличие определенного влияния магнитного поля, которое должно проявляться удлинением пробега электронов вследствие отклонения, если составляющая скорости электрона перпендикулярна к направлению магнитного поля. Это должно проявиться как уменьшение свободного среднего пробега, вследствие чего наблюдается изменение проводимости. Такое явление действительно наблюдается, и из теории следует, что относительное изменение проводимости пропорционально квадрату магнитной индукции, $\Delta\sigma/\sigma \sim B^2$.

Дальнейшая возможность заключается в том, что магнитное поле действует на электроны, которые имеют преимущественное направление движения под действием приложенного напряжения. В таком случае, если $\boldsymbol{B} \perp \boldsymbol{i}$, имеет место эффект Холла, о котором было сказано в разделе 2.32.

Наконец, возможно также влияние магнитного поля на полупроводник, в котором движение носителей происходит под действием градиента концентрации, например, при сильном действии

света в неодинаковой степени на различных участках кристалла. В этом случае имеет место фотоэлектромагнитный эффект. На *рис. 60* изображено схематическое устройство для наблюдения фотоэлектромагнитного эффекта. Пластинка полупроводника освещается интенсивно с одной стороны светом, который сильно поглощается уже в очень тонком слое недалеко от поверхности. Возникает большая концентрация свободных электронов и дырок; ввиду большого градиента концентрации в глубину полупроводника

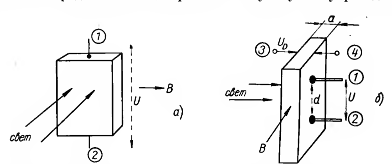


Рис. 60. Схематическое устройство для наблюдения фотоэлектромагнитного эффекта

а) Пластинка германия интенсивно освещается с одной стороны. Образовавшиеся электроны и дырки диффундируют в глубину кристалла под действием градиента концентрации. Под действием магнитного поля B перпендикулярно к направлению диффузии носителей возникает на зажимах 1 и 2 напряжение U. *б)* Пластинка освещается только с одной стороны. На противоположной стороне на расстоянии d расположены два контакта 1 и 2; при действии магнитного поля B на них образуется напряжение U (фотомагнитный эффект). В отсутствие магнитного поля между освещенной и неосвещенной сторонами кристалла (контакты 3 и 4) существует напряжение U_d (фотодиффузионный эффект)

течет диффузионный ток. Магнитное поле, параллельное освещенной плоскости, отклоняет дырки в одну сторону, а электроны в другую, вследствие чего на концах кристалла возникает напряжение, как это изображено на *рис. 60а*. Первыми этот эффект наблюдали Кикоин и Носков [84] в кристаллах Cu_2O, и позже в 1934—35 годах Гротзингер [85], причем эффект не привлек к себе большого внимания. В 1953 году Эгрейн и Булярд [86] и одновременно Мосс и др. [87] снова наблюдали этот эффект в германии. Фотодиффузия была известна уже раньше как эффект Дембера [89].

Для того чтобы можно было наблюдать этот эффект, освещение должно быть весьма интенсивным; в противном случае градиент концентрации будет недостаточным. При этом обыкновенно имеет место значительный нагрев кристалла, который может вызвать неблагоприятные термоэлектрические явления. Поэтому

делают свет прерывистым и измерения происходят при помощи переменного усилителя, благодаря чему устраняется инерционная термоэлектрическая составляющая. Напряжение U доходит до 0,5 в. Теория этого явления была описана в работах [86], [87], а мы рассмотрим только их результаты. Теория приводит простые результаты, полученные при слабом освещении, когда дополнительная концентрация свободных носителей в сравнении с первоначальной концентрацией мала, и при сильном освещении, когда концентрация фотоэлектронов превышает первоначальную концентрацию.

При весьма сильном освещении тонких пластинок, у которых $a \ll L$, фотоэлектромагнитное напряжение выражается согласно теории [87] формулой

$$U/d = E = -Bs \qquad (2-164)$$

Формула (2—164) настолько проста, что может быть использована для обычного измерения скорости поверхностной рекомбинации. Это — способ прямого измерения постоянной s, имеющей большое значение. Уравнение (2—164) можно формулировать так: Если играют роль только электроны, возникшие при освещении, то они достигнут поверхности со скоростью, равной величине s. Ввиду этого, на них будет действовать сила eBs, которая (так как ток не течет) должна быть компенсирована такой же силой в противоположном направлении, возбуждаемой электрическим полем eE, т. е. $E = -Bs$. Таким образом, если будем увеличивать освещение, то напряжение U достигает величины насыщения, которая является мерой скорости поверхностной рекомбинации, что и было экспериментально доказано.

Гросвалет описывает видоизменение фотоэлектромагнитного эффекта в своей работе [90].

Росбрук [123] привел к окончательному виду всю теорию фотоэлектромагнитного эффекта, а Бюик а Мэк Ким [134] подтвердили отдельные выводы теории экспериментально.

Большое значение фотоэлектромагнитного эффекта заключается в том, что он позволяет производить измерение скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни. В особенности для измерения времени жизни является важным то, что фотоэлектромагнитный ток короткого замыкания пропорционален корню квадратному из времени жизни, вследствие чего можно измерять также очень короткое время жизни вплоть до 10^{-9} сек., как это делал Мосс на кристаллах PbS [125].

Более подробные сведения читатель найдет в работах [123—125].

2.8 ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Температура оказывает большое влияние на все свойства полупроводников. Прежде всего концентрация свободных носителей тока, а следовательно и проводимость, являются функцией температуры. О всех этих зависимостях мы уже говорили в связи с отдельными явлениями, так что здесь нет необходимости повторять

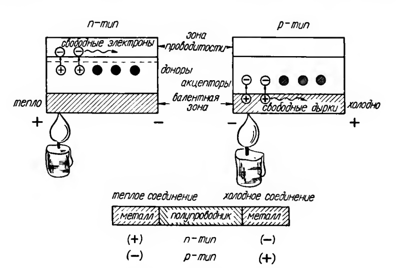


Рис. 61. Схематическое изображение образования полярности термоэлектродвижущей силы в полупроводнике n- и p-типа [92]

уже известное. Однако мы хотим указать на некоторые особенности, поскольку они относятся к кристаллическим приборам.

Концентрация свободных носителей зависит от температуры, вследствие чего в кристалле полупроводника, где имеются области с разной температурой, возникают местные различные концентрации носителей, которые возбуждают электрические поля за счет диффузионных процессов; на *рис. 61* изображены эти соотношения.

У полупроводников n-типа нагретые места заряжаются положительно, а холодные отрицательно, вследствие чего диффундируют только электроны, а дырки остаются неподвижными. У полупроводника p-типа явление будет обратным, так что знак термоэлектрического напряжения может служить в качестве простого средства для определения вида проводимости. У собствен-

ного полупроводника термоэлектрическое напряжение не возникает, если подвижности электронов и дырок одинаковы, так как все свободные заряды независимо от знака движутся в одинаковом направлении, определяемом градиентом концентрации, и таким образом, взаимио компенсируются. Только при различной подвижности образуется результирующее напряжение более быстрой составляющей.

В замкнутой цепи может протекать электрический ток (эффект Зеебека), когда тепловая энергия возбуждает энергию электрическую, так что существует принципиальная возможность преобразования тепловой энергии в электрическую. Однако существует и обратное явление, так называемое явление Пельтье: при прохождении тока через термоэлектрическую цепочку один конец соединения охлаждается, а другой нагревается. Однако на этом интересном явлении мы не можем остановиться, чтобы рассмотреть его подробно, так как это выходит за рамки настоящей книги.

Термоэлектродвижущая сила интересна с точки зрения теории постольку, поскольку она принципиально дает возможность производить измерение эффективной массы носителей тока m^*. Для полупроводника n- или p-типа дифференциальное термоэлектрическое напряжение определяется уравнением:

$$dU/dt = \frac{k}{e}\left[A + \ln \frac{2\,(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n} \right] \qquad (2-165)$$

где A — постоянная, зависящая от способа рассеяния носителей тока. У атомных решеток при рассеянии за счет тепловых колебаний $A = 2$, при рассеянии за счет ионизированных примесей $A = 4$.

2.9 ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Свойства полупроводника на поверхности отличаются от свойств внутри кристалла, как это следует из представлений, что атомам, образующим поверхность кристалла, противопоставлены атомы, направленные только внутрь кристалла, вследствие чего силы связи в направлении свободного пространства не будут насыщенными. Строгая периодичность кристаллической решетки нарушается, соотношения связи на поверхности не такие, как внутри кристалла, вследствие чего электроны могут занимать на поверхности энергетические уровни, которые внутри кристалла являются запретными. Эти особые уровни называются уровнями Тамма [107]; однако существование их до сего времени экспери-

ментально не подтверждено. Наряду с уровнями Тамма в запретной области полупроводника могут образовываться поверхностные состояния за счет адсорбции чужеродных атомов, входящих из газовой или жидкой фазы в поверхность кристалла и действующих в зависимости от их характера либо как акцепторы, либо как доноры. Бардин [108] использовал теорию поверхностных состояний, для того чтобы объяснить некоторые изменения свойств на поверхности кристалла в зависимости от состояния внутри него. На основании экспериментальных исследований поверхностных свойств был открыт транзистор [48—50]; однако тем самым внимание было отвлечено от поверхностных явлений и было направлено на объемные явления и только в последние годы были приложены большие усилия для объяснения поверхностных явлений, вследствие предъявляемых практикой требований при производстве транзисторов и диодов, у которых появились проблемы: чрезвычайно большие обратные токи плоскостных диодов, чрезвычайная поверхностная рекомбинация, большой шум транзисторов и т. д., что зависело от состояния поверхности.

2.91 ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

На *рис. 62* изображена зонная модель полупроводника с поверхностными состояниями в случае равновесия. Пунктиром обозначена энергия Ферми E_f, которая является мерой относительной концентрации электронов и дырок в отдельных зонах, тогда как E_i обозначает энергию Ферми собственной проводимости.

Если на поверхности кристалла адсорбируются молекулы, которые могут принимать электроны, то на поверхности образуются новые для электронов разрешенные уровни. Если эти уровни расположены над уровнем Ферми, то практически они останутся незаполненными; в противоположном случае поверхностные состояния образуют более выгодные с энергетической точки зрения для электронов уровни. В результате полупроводник получает положительный заряд, а адсорбированные на поверхности молекулы имеют соответствующий отрицательный заряд. Вследствие этого увеличивается (как это изображено на *рис. 62*) потенциал V_s, определяющий краевой слой, который имеет толщину порядка $10^{-6}—10^{-4}$ см, соответствующую концентрации доноров. Оба заряда имеют одинаковую величину. В зависимости от плотности поверхностных состояний кривая потенциала более или менее на краю искривляется. Пока кривая E_i — остается ниже уровня Ферми E_f характер проводимости полупроводника n-типа будет таким же, как и внутри кристалла. Если же E_i пересекает E_f, то

это значит, что образуется слой с преобладанием дырок, вследствие чего проводимость на поверхности будет p-типа в противоположность n-типу внутри кристалла, и согласно теории Шоттки имеет место инверсионный слой. При встрече обеих кривых на поверхности имеет место собственная проводимость *(рис. 62б)*.

Следующим характерным параметром является скорость поверхностной рекомбинации s, которая определяется уравнением

$$s = I/\Delta p \quad (2-166)$$

где I — ток рекомбинации электронов и дырок в единицу времени на единицу плоскости,

Δp — избыточная концентрация неосновных носителей вблизи поверхности и внутри пространственного заряда, где $V = V_K$.

Работа выхода E_A, следовательно и контактный потенциал, также весьма значительно зависит от свойств поверхности, как это видно из зонной модели на *рис. 62*. Контактный материал можно определить по отношению к опорному материалу по методу Кельвина, т. е. в том случае, когда в результате периодического изменения емкости между измеряемым и опорным материалами возникает переменный ток, который при помощи постоянного напряжения смещения можно скомпенсировать до

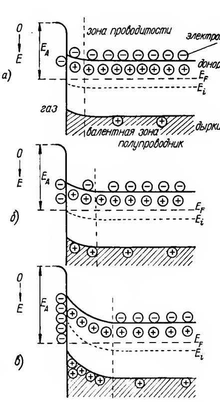


Рис. 62. Полупроводник n-типа с поверхностными состояниями, которые создают повышение потенциального уровня вблизи поверхности (E_A = работа выхода)
а) Небольшая адсорбция на поверхности, поверхность обладает пока проводимостью n-типа. *б)* Средняя адсорбция, поверхность обладает собственной проводимостью. *в)* Большая адсорбция, поверхность обладает проводимостью p-типа — интенсивный слой

нуля; тогда контактный потенциал будет равен компенсационному напряжению.

Однако обычно измеряют изменение контактного потенциала, в особенности при освещении поверхности полупроводника, вследствие чего возникают изменения V_s.

Известное неблагоприятное поверхностное явление заключается в образовании на переходах так наз. «каналов» [112]. В транзисторах n-p-n-типа, которые были изготовлены способом вытягивания, при определенных условиях появилось на поверхности p-области проводящее соединение обеих областей n-типа. Проводящая область возникает как результат преобразования части поверхности на обратный тип проводимости, обычно вследствие адсорбции ионов на поверхности. Эти проводящие «каналы» ухудшают свойства транзистора *(рис. 63)*. Поверхностный слой сохраняет свой характер проводимости n-типа также и при приложенном напряжении в обратном направлении, как это видно на *рис. 63*. Вследствие того что переход представляет собой большой импеданс, сопротивление утечки поверхностного слоя может быть точно измерено по току от эмиттера к коллектору. Проводимость может быть определена заранее по известной величине V_s и приложенному напряжению. Аналогичные явления можно наблюдать в транзисторах p-n-p-типа, если химические влияния среды позволяют образовать слой на поверхности n-области.

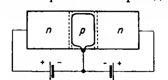


Рис. 63. Схема образования проводящего «канала» n-типа в области базы p-типа плоскостного транзистора [112]

2.92 СОСТАВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ

Бардин и Браттейн [103] первые систематично исследовали поведение поверхности германиевого кристалла под влиянием различных газов, причем они измеряли одновременно на одном и том же образце контактный потенциал, изменение его при освещении и скорость поверхностной рекомбинации. Поверхность заранее подвергалась травлению или обрабатывалась каким-либо иным способом, а затем кристалл подвергался попеременному воздействию различных атмосферных влияний. В особенности для этого были использованы сухой кислород, озон и влажный кислород. Было определено, что контактный потенциал изменялся даже на 0,5 в с отрицательным максимумом во влажном кислороде и с положительным максимумом в сухом озоне *(рис. 64)*.

Было установлено, что изменение контактного потенциала является воспроизводимым, если указанный цикл повторяется примерно 10 раз. Влияние газа в общем было одинаково, независимо от характера проводимости контактного материала и от способа обработки поверхности. Результаты новейшего измерения [104] приведены в *таб. 5*.

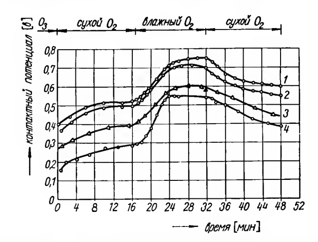


Рис. 64. Контактный потенциал поверхности германиевого кристалла по отношению к платине в различных атмосферных условиях [103]

1 — германий n-типа, поверхность протравлена; *2* — германий p-типа, поверхность протравлена; *3* — германий n-типа, поверхность подверглась пескоструйной очистке; *4* — германий p-типа, поверхность подверглась пескоструйной очистке

Таб. 5

Действующая атмосфера	Поверхностный слой (типа)
влажный азот	n
влажный кислород	↑
сухой азот	↓
сухой кислород	
озон	p

Результаты получены при протравленной поверхности. Разность контактных потенциалов между максимальной и минимальной величинами составляет около 0,4 в. Более точные значения не могут быть

приведены, так как при продолжительном воздействии указанной атмосферы V_s изменяется на 0,2 в. Дальнейшие изменения в поверхностном слое n-типа происходят под влиянием испарений спирта, аммиака или паров ртути при облучении ультрафиолетовым светом. p-Тип образуется под действием хлора и облучения ультрафиолетовым светом в вакууме. Проводимость внутренней части кристалла не имеет при этом значения. Эти явления можно объяснить в предположении, что существуют два вида поверхностных состояний, так наз. «быстрые» и «медленные» состояния. Быстрые состояния имеют большую вероятность «захвата» и плотность около 10^{11} см$^{-2}$; они расположены на разделе (110) между германием и непосредственно находящимся на нем оксидным слоем. Медленные состояния имеют плотность свыше 10^{13} см$^{-2}$ и вероятность захвата на несколько порядков меньше, чем у быстрых состояний. Эти медленные состояния расположены на внешней поверхности оксидного слоя или внутри слоя. Не совсем обычные названия быстрых и медленных состояний происходят на том основании, что при изменении влияния электрического поля на поверхностную проводимость было установлено, что при включении поля изменение происходит в течение нескольких мксек и затем падает опять до первоначального значения в течение нескольких мсек и даже нескольких минут. Первое быстрое изменение поверхностной проводимости объясняется образованием нового равновесия электронов и дырок. Последующее возвращение к первоначальной проводимости означает захват ловушками избыточных индуктированных зарядов.

Быстрые состояния зависят от обработки поверхности и не подвергаются влиянию окружающей атмосферы, так как оксидный слой защищает поверхность кристалла от непосредственного влияния атмосферы.

Малые плотности быстрых состояний достигаются точной обработкой и травлением поверхности так, чтобы получилась гладкая и совершенная плоскость. Таким способом можно получить минимальную величину $s = 100$ см/сек.

В общем нужно согласиться, что химические процессы на поверхности германия известны в недостаточной степени и поэтому до сего времени не было возможности разработать единую теорию.

2.10 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 2

1 *Wilson, A. H.:* Proc. Roy. Soc., 134 (1932), стр. 277.
2 *Wilson, A. H.:* Proc. Roy. Soc., 133 (1951), стр. 458.
3 *Ryder, E. J., Schockley, W.:* Phys. Rev. 81 (1951), стр. 139—140.

4 *Bethe, H. A.:* R. L. Report No 43—12, 1942.
5 *Torrey, H. C., Whitmer, C. A.:* Crystal rectifiers; New York, London, McGraw-Hill, 1948.
6 *Hauffe, K., Vierck, A. L.:* Über die elektrische Leitfähigkeit von Zinkoxyd mit Fremdzusätzen; Z. Phys. Chem., 196 (1950), стр. 160.
7 *Mott, N. F., Gurney, R. W.:* Electronic Processes in ionie crystals; Clarendon, Oxford 1948.
8 *Wagner, C.:* Fehlordnungserscheinungen in Ionengittern als Grundlage für Ionen- und Elektronenleitungen; Z. techn. Phys., 11 (1935), стр. 327-331.
9 *Hauffe, K.:* Erg. Ex. Naturw., XXV (1951), стр. 233.
10 *Baumbach, H. H., Wagner, C.:* Z. Phys. chem., Aht. B, 22 (1933), стр. 199.
11 *Baumbach, H. H., Wagner, C.:* Z. Phys. Chem., Abt. B, 24 (1934), стр. 59.
12 *Spenke, E.:* Elektronische Halbleiter; Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1955.
13 *Heisenberg, W.:* Ann. Phys., 10 (1931), стр. 888.
14 *Hunter, L. P.:* Current Carrier Mobility ratio semiconductors; Phys. Rev., 91 (1953), стр. 579—581.
15 *Haynes, J. R., Shockley, W.:* Phys. Rev., 75 (1949), стр. 689.
16 *Shockley, W., Pearson, G. L., Haynes, J. R.:* Bell Syst. Techn. J., 28 (1949), стр. 344.
17 Давыдов, Б. И.: Techn. Phys., USSR, 5 (1938 г.), стр. 87; ЖЭТФ 9 (1939 г.), стр. 451.
18 *Shockley, W.:* Bell Syst. Techn. J., 28 (1949), стр. 435.
19 *Teal, G. K., Sparks, M., Buchler, E.:* Phys. Rev., 81 (1951), стр. 637.
20 *Pientenpol, W. J.:* Phys. Rev., 82 (1951), стр. 120.
21 *Hall, R. N., Dulap, W. C. Jr.:* Phys. Rev., 80 (1950), стр. 467.
22 *Pearson, G. L., Sawyer, B.:* Proc. IRE, 50 (1952), стр. 1348.
23 *Teal, G. K., Buehler, E.:* Phys. Rev., 87 (1952), стр. 190.
24 *Schottky, W.:* Z. Phys. 14 (1923), стр. 63.
25 *Frenkel, J., Joffe, A. F.:* Sowjet. Phys., 1 (1932), стр. 60.
26 *Wilson, A. H.:* Proc. Roy. Soc. A., 136 (1932), стр. 487.
27 *Mott, N. F.:* Proc. Roy. Soc. A., 171 (1939), стр. 27.
28 *Schottky, W.:* Naturwiss. 26 (1938), стр. 843.
29 *Schottky, W.:* Z. Phys., 113 (1939), стр. 367.
30 *Schottky, W.:* Z. Phys., 118 (1942), стр. 539.
31 *Shockley, W.:* Electrons and holes in semiconductors, Van Nostrand, New York, 1950.
32 *Tauc, J.:* Theorie přechodů P—N v polovodičích, Čs. čas. fys., 4 (1954), стр. 158—190.
33 *Frank, H., Šnejdar, V.:* Germaniové plošné usměrňovače, Sl. O. 16 (1955), čís. 2, стр. 84—91.
34 *Frank, H.:* K otázce statické charakteristiky přechodu P—N u germania; Čs. čas. fys., 5 (1955), čís. 2, стр. 201—203.
35 *Frank, H.:* Germaniové usměrňovače; ÚTEIN, Praha 1956, řada 17, svazek 2, стр. 46.
36 *Hall, R. N.:* Proc. IRE, 40 (1952), стр. 1512.
37 *Shockley, W., Pearson, G. L., Haynes, J. R.:* Bell Syst. Techn. Journ., 28 (1949), стр. 344.
38 *Shockley, W.:* The theory of P—N junctions in semiconductors and P—N junction transistors; Bell Syst. Techn. Journ., 28 (1949), стр. 435—489.
39 *Shockley, W.:* Transistor electronics: Imperfections, unipolar and analog transistors; Proc. IRE, XI (1952), стр. 1289—1313.
40 *Webster, W. M.:* On the variation of junction transistor current-amplification factor with emitter current; Proc. IRE, VI (1954), стр. 914—920.

41 *Rittner, E. S.:* Extension of the theory of the junction transistor; Phys. Rev., 94 (1954), стр. 1161—1171.
42 *Evans, D. M.:* Measurements on alloy-type germanium transistors and their relation to theory; Journ. Electronics, 1 (1956), стр. 461—476.
43 *Steele, E. L.:* Theory of alpha for P—N—P diffused junction transistor; Proc. IRE, XI (1952), стр. 1424—1428.
44 *Tummers, L. J.:* Der Einfluss von Minoritätsträgerinjektionen auf das Verhalten von Leistungstransistoren. NTF, 1 (1955), стр. 31—32.
45 *Early, J. M.:* Design theory of junction transistors; Bell Syst. Techn. Journ., 32 (1953), стр. 1271—1312.
46 *Shockley, W., Sparks, M., Teal, G. K.:* The P—N junction transistors; Phys. Rev., 83 (1951), стр. 151—162.
47 *Frank, H.:* Germaniové plošné transistory; Sl. O., 17 (1956), стр. 680—687.
48 *Bardeen, J., Brattain, W. H.:* Physical Principles involved in transistor action, Bell Syst. Techn. J. (1949), стр. 239—277.
49 *Bardeen, J., Brattain, W. H.:* Phys. Rev., 74 (1948), стр. 230.
50 *Bardeen, J., Brattain, W. H.:* Phys. Rev., 74 (1948), стр. 231.
51 *Shockley, W., Pearson, G. L.:* Phys. Rev., 74 (1948), стр. 232.
52 *Becker, J. A., Shive, J. N.:* Electr. Eng., 68 (1949), стр. 215.
53 *Sittner, W. R.:* Current multiplication in the type A-transistor, Proc. IRE, IV (1956), стр. 448—454.
54 *Hogart, C. A.:* Current multiplication process in n-type germanium point contact transistors: Proc. Phys. Soc. 67, B (1954), стр. 636—643.
55 *Kock, W. E., Wallace, R. L.:* Electr. Eng., 68 (1949), стр. 222.
56 *Frank, H., Šnejdar, V., Ilberg, V.:* Hrotové transistory, Sl. O., 16 (1955), стр. 350—357.
57 *Valdes, L. B.:* Transistor forming effects in N-type germanium; Proc. IRE, IV (1952), стр. 445—448.
58 *Shockley, W.:* Theories of high values of alpha for collector contacts on germanium; Phys. Rev., 78 (1950), стр. 294.
59 *Jakobs, H., Brand, F. A., Matthei, W., Ramsa, A. P.:* Forming point contact silicon transistors; J. Appl. Phys., 25 (1954), стр. 1406—1412.
60 *Goucher, F. S.:* Phys. Rev., 78 (1950), стр. 816.
61 *Иоффе, А. Ф.:* Phys. Rev., 78 (1950 г.), стр. 816.
62 *Gudden, B., Pohl, R. W.:* Z. f. Phys., 5 (1921), стр. 176.
63 *Boer, J. H., Verwey, E. J. V.:* Proc. Phys. Soc., 49 (1937), стр. 54.
64 *Moss, T. S.:* Proc. Phys. Soc., B 63 (1950), стр. 167, A 64 (1951), стр. 590.
65 *Tauc, J.:* Theorie objemového fotovoltaického jevu na polovodičích; Čs. čas. fys., 5 (1955), стр. 34—46.
66 *Tauc, J.:* Thermální fotoelektrický jev v polovodičích; Čs. čas. fys., 5 (1955), стр. 614—621.
67 *Frank, H.:* Fotoelektrické měření vnitřního elektrického pole v nehomogenních polovodičích; Čs. čas. fys., 5 (1955), стр. 536—544.
68 *Chapin, D. M., Fuller, C. S., Pearson, G. L.:* A new silicon P—N junction photocell for converting solar radiation into electric power; Phys. Rev., 95 (1954), стр. 676—677.
69 *Stutzer, O. M.:* Junction fieldistors; Proc. IRE (1952), стр. 1377—1381.
70 *Dacey, G. C., Ross, J.:* Unipolar field-effect transistor; Proc. IRE, (1952), стр. 1377—1381.
71 *Shockley, W.:* A unipolar field-effect transistor; Proc. IRE, (1952) стр. 1365—1376.
72 *Shockley, W., Pearson, G. L.:* Modulation of conduction of thin films of semiconductors; Phys, Rev., 74 (1948), стр. 232.

73 *Prince, M. B.:* Silicon Solar energy convertors; J. Appl. Phys., 26 (1955), стр. 534—540.
74 *Cummerow, R. L.:* Use of silicon P—N junctions for converting solar energy to electrical energy; Phys. Rev., 95 (1954), стр. 561—562.
75 The Bell Solar battery, Bell Lab. Rec., June 1954, стр. 232—235.
76 Ченик, *П.:* Солнечная батарея; Радио СССР, № 7 (1955), стр. 58.
77 *Harten, H. U., Schultz, W.:* Einfluss von Diffusionslänge und Oberflächenrekombination auf den Sperrschicht-Photoeffekt in Germanium. Z. Phys., 141 (1955), стр. 319—334.
78 *Fan, H. Y., Becker, M. M.:* Infra-red properties of silicon and germanium, Semiconducting materials, Butterworth, Scientific Publications, London 1951, стр. 132—147.
79 *Lord, R. C.:* Far infrared transmission of silicon and germanium.
80 *Briggs, H. B.:* Optical effects in bulk silicon and germanium; Phys. Rev., 76 (1950), стр. 287.
81 *Briggs, H. B., Fletcher, R. C.:* Absorption of infrared light by free carriers in germanium; Phys. Rev., 91 (1953), стр. 1342—1346.
82 *Gibson, A. F.:* Injected absorption in germanium; Proc. Phys. Soc., London, 66 (1953), стр. 588—596.
83 *Gibson, A. F.:* Germanium modulator for infrared communication; Electronics X. (1954), стр. 155—157.
84 *Кикоин, И. К., Носков, М. М.:* Phys. Z. Sowjetunion, 5 (1934), стр. 586.
85 *Groetzinger, G.:* Physik, Z. 5, 36 (1935), стр. 169—179.
86 *Aigrain, P., Bulliard, H.:* Compt. rend., 236 (1953), стр. 595—672.
87 *Moss, T. S., Pincherle, L., Woodward, A. M.:* Photoelectromagnetic and photodiffusion effects in Germanium; Proc. phys. Soc., London, B 66 (1953), стр. 743—752.
88 *Френкель, Я.:* Phys. Z. Sowjetunion, 8 (1935), стр. 185.
89 *Dember, H.:* Phys. Z., 32 (1931), стр. 554, 33 (1932), стр. 207.
90 *Grosvalet, J.:* L'effect photomagnétoélectrique en régime sinusoidal dans les semi-conducteurs; Ann. Radioélectr., 9, № 38 (1954), стр. 360—365.
91 *Bulliard, H.:* Photomagnetoelectric effect in germanium and silicon, Phys. Rev., 94 (1954), стр. 1064—1066.
92 *Frank, H.:* Polovodiče v theorii a praxi; SNTL, Praha 1955.
93 — Atomová baterie, Sděl. techn. č. 4,(1956), стр. 126, Electronic Engng. 7 (1955).
94 *Иоффе, А. В., Иоффе, А. Ф.:* Некоторые закономерности в величине теплопроводности полупроводников, АН СССР, 97 (1954), стр. 821—822.
95 *Конторова, Т. А.:* К вопросу о температурной зависимости термоэдс примесных полупроводников; ЖТФ, 24 (1954), стр. 1687—1696.
96 *MacDonald, D. K. C.:* Thermoelectric power in Semiconductors; Physica, Amsterdam, 20 (1954), стр. 996—998.
97 *Иоффе, А. Ф., Стилбанс, Л. С., Иорданшвили, Е. К., Ставицкая, Т. С.:* Термоэлектрическое охлаждение; Изд. АН СССР' Москва — Ленинград (1956).
98 *Tauc, J.:* Theorie thermoelektrického napětí polovodičů; Čs. čas. fys., 2 (1953), стр. 278—297.
99 *Goldsmid, H. J.:* Thermoelectric Applications of semiconductors; Journ. Electronics, 1 (1955), стр. 218—222.
100 *Rosenberg, H. M.:* The thermal conductivity of germanium and silicon at low temperatures; Proc. Phys. Soc., 67 A (1954), стр. 837—840.
101 *Geballe, T. H., Hull, G. W.:* Seebeck effect in germanium; Phys. Rev., 94 (1954), стр. 1134—1140.

102 *Mooser, E., Woods, S. B.:* Thermoelectric power of germanium at low powers; Phys. Rev., 97 (1955), стр. 1721—1722.
103 *Brattain, W. H., Bardeen, J.:* Surface properties of germanium; Bell. Syst. Techn. J. (1953), 1, стр. 1—41.
104 *Kingston, R. H.:* Special article review of germanium surface phenomena; Journ. appl. Phys., 27 (1956), стр. 101—114.
105 *Schiltz, W., Harten, H. U.:* Das System Gasphase-Halbleiter und das System Metall-Halbleiter: Z. Electrochemie 60, (1956), 1, стр. 20—28.
106 *Ржанов, А. В., Неизвестный, И. Т., Росляков, В. В.:* Исследования поверхностной проводимости и поверхностной рекомбинации в образцах германия; ЖТФ, 26 (1956), стр. 2142—2153.
107 *Тамм, И.:* Phys. Z. Sowjetunion, 1 (1932), стр. 733.
108 *Bardeen, J.:* Phys. Rev., 71 (1947), стр. 717.
109 *Schrieffer, J. R.:* Phys. Rev., 97 (1955), стр. 641.
110 *Bardeen, J., Morrison, S. R.:* Physica, 20 (1954), стр. 873.
111 *Stevenson, D. T., Keyes, R. J.:* Physica, 20 (1954), стр. 1041.
112 *Brown, W. L.:* Phys. Rev., 91 (1953), стр. 518.
113 *Chynoweth, Mc Kay:* Phys. Rev., 106 (1957), стр. 418.
114 *McKay, McAffee:* Phys. Rev., 91 (1953), стр. 1079.
115 *Miller:* Phys. Rev. 99 (1955), стр. 1234.
116 *Вул, Б. М.:* ЖТФ, 26 (1956), стр. 2403.
117 *Middlebrook, R. D.:* An Introduction to junction transistor theory, J. Wiley et sons, New York 1957.
118 *Jonscher, A. K.:* Analysis of current flow in a planar junction diode at high forward bias. J. Electronics and Control, V, № 1, (1958), стр. 1—14.
119 *Lee, Ch. A.:* A High-frequency diffused base germanium transistor; Bell Syst. Techn. J., 35, 1, (1956), стр. 24—26.
120 *Early, J. M.:* Structure determined gain-band product of junction triode transistors. Proc. IRE, 46, 12, (1958), стр. 1924—1927.
121 *Teszner, St.:* Sur un nouveau mode d'amplification de tension et puissances électriques á haute fréquence; Comptes Rendues, 246, 1 (1958), стр. 72—73.
122 *Koc, S.:* Quantum efficientcy of the photoelectric effect in germanium for the 0,3—2 micron wavelength region; Czech. Journ. Phys., 7 (1957), стр. 91—96.
123 *Roosbroeck, W. van:* Theory of photomagnetoelectric effect in semiconductors, Phys. Rev., 101 (1956), стр. 1713—1725.
124 *Buck, T. M., F. S. McKim:* Experiments on the photomagnetoelectric effect in germanium; Phys. Rev., 106 (1957), стр. 904—909.
125 *Moos, T. S.:* Photo-electromagnetic and magnetic barrier layer effects, Halbleiter und Phosphore, Vieweg, Braunschweig, (1958), стр. 98—112.

3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

Материалами для изготовления кристаллических приборов являются прежде всего германий и кремний. Другие материалы для массового производства в настоящее время не применяются, хотя и производятся опыты с многими соединениями трехвалентных и пятивалентных металлов, как AlSb, InSb и т. п., которые имеют приблизительно такие же свойства, как германий. Однако технологические затруднения велики и еще до сего времени не все бинарные соединения достаточно исследованы так, чтобы можно было окончательно решить об их применении в промышленности. Тернарные сплавы находятся только в первоначальной стадии и нельзя предвидеть, закончатся ли эти исследования успехом или неуспехом.

Полупроводниковый материал, предназначенный для изготовления кристаллических приборов, должен удовлетворять целому ряду требований, из которых приводим следующие:

а) Полупроводник должен иметь ширину запретной зоны между 0,5 и 1,5 эв.

б) Акцепторы и доноры должны легко вводиться в кристаллическую решетку с таким расчетом, чтобы образовались n- и p-проводимости в пределах от 0,001 до 100 $ом^{-1} \cdot см^{-1}$, причем энергия активации должна находиться в пределах от 0,01 до 0,05 эв.

в) Подвижность должна быть достаточно большой, а именно от 1000 до 50 000 $см^2/в$ сек.

г) Время жизни неосновных носителей должно быть достаточно большим, в пределах от 10 до 10 000 мксек.

д) Возможность изготовления совершенных монокристаллов достаточной величины.

е) Возможность получения материала в очень чистом виде.

ж) Материал должен обладать удовлетворительными механическими качествами, в особенности в отношении прочности.

з) При нормальных климатических условиях материал должен обладать постоянством.

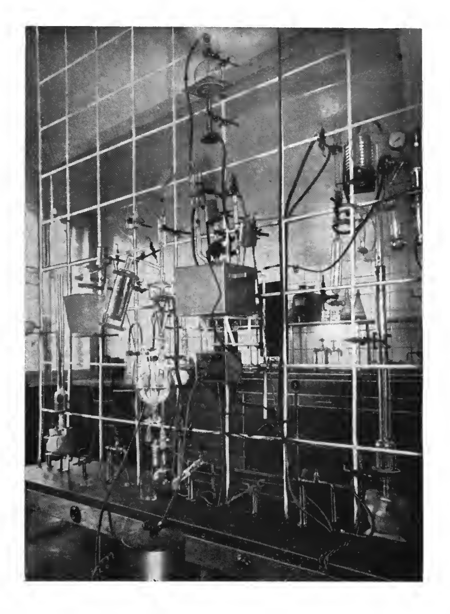


Рис. 65. Устройство для химической очистки германия (фотография Исследовательского института техники связи) Прага

и) Возможность простого паяния материала.

й) Материал не должен быть слишком дорогим. Но это не так существенно, если он удовлетворяет остальным требованиям, так как на один кристаллический прибор необходимо минимальное количество материала (от 10 до 100 мг).

Из известных полупроводников только германий и кремний удовлетворяют вышеупомянутым требованиям. Интересным является вопрос цены. Хотя исходное сырье для кремния практически ничего не стоит, но готовый монокристалл кремния дороже, чем такой же кристалл редкого элемента германия, так как технологические затруднения производства кремния значительно больше, чем у германия.

Поэтому в дальнейшем мы ограничимся описанием германия и кремния. Производственные процессы направлены главным образом на получение наибольшей чистоты основного материала; очистка сначала производится химическими методами до получения спектральной чистоты, затем следует физическая очистка по методу зонного плавления до получения собственной проводимости, когда допускается присутствие одного чужеродного атома на $10^{10} \div 10^{12}$ атомов основного материала. В дальнейшем этапе этот сверхчистый материал активируется добавлением строго определенных примесей для приобретения требуемых свойств, после чего вытягивается монокристалл, который уже может служить в качестве исходного материала для германиевого или кремниевого кристаллического прибора. Так как процессы очистки являются дорогостоящими и сложными, то нет ничего удивительного в том, что цена исходного сырья имеет второстепенное значение.

3.1 ХИМИЧЕСКАЯ ОЧИСТКА

Германий существует в природе только в виде соединений. В небольшой концентрации он находится почти всюду, однако неизвестно такое ископаемое, которое содержало бы большое количество германия. Прежде германий считался одним из самых редких элементов и только Гольдшмид [29] доказал, что земная кора содержит в одной тонне литосферы в среднем 7 г германия.

Способы производства германия различны и зависят от исходного сырья [8, 9, 10]. В США германий получают главным образом из побочных продуктов при выплавке цинка.

В Англии и других странах исходным сырьем является угольная зола, получаемая при обработке угля (при соответствующих условиях сжигания) и содержащая до 1% германия [8].

Нечистый четыреххлористый германий тщательно рафинируется, причем основное затруднение представляет треххлористый мышьяк, который только с большим трудом отделяется от $GeCl_4$. Поэтому были разработаны различные способы адиабатической дистилляции, жидкой экстракции и применение ионных преобразователей. О подробностях здесь мы не можем распространяться и рекомендуем литературу, особенно [7], где собраны все работы по этому вопросу.

Химические методы не дают требуемой максимальной чистоты, но они необходимы для получения определенной минимальной чисто-

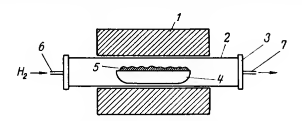


Рис. 66. Редукционное устройство для восстановления германия

1 — печь сопротивления до 1200 °C, 2 — кварцевая трубка, 3 — охлаждаемый фланец, 4 — графитовая или кварцевая лодочка, 5 — окись германия, 6 — ввод чистого водорода, 7 — выход отходных газов (H_2 — H_2O)

ты, после чего только дальнейшие физические методы очистки могут быть эффективными. Нужно констатировать, что иногда оба метода взаимно дополняют друг друга, так как элементы, которые химическим методом устраняются с большими затруднениями, часто удаляются очень легко при зонном плавлении и наоборот.

Химически очищенная двуокись германия затем восстанавливается в атмосфере водорода. Температура восстановления должна быть такой, чтобы не произошла сублимация одноокиси, которая начинается при 700 °C. На практике успешно применялась в течение нескольких часов температура восстановления от 600 до 650 °C [1, 2, 8, 9]. Применяемый водород должен быть весьма чистым.

Для того чтобы восстановились последние остатки окиси, после восстановления повышают температуру до 850—900 °C, после чего при температуре 1000 °C происходит плавление порошкообразного германия.

Исходным сырьем для получения кремния является обычно четыреххлористый кремний SiCl, который весьма тщательно дистиллируется в колонках. Несмотря на это, не удается полностью

устранить бор, что весьма неблагоприятно сказывается на качестве кристалла, так как бор не может быть устранен нормально зонной выплавкой. Кремний получают восстановлением парами цинка из хлорида (способ Бекетова) в виде тонких иголочек, которые надо перед началом зонной выплавки «брикетировать», следствием чего является дальнейшее загрязнение. Другой способ заключается в том, что кремниевые иголочки расплавляются в кварцевом тигеле без впуска кислорода и вытягивается слиток, который затем чистится в зоне.

Следующий способ производства очень чистого кремния заключается в термическом разложении треххлористого силана или силана SiH_4 либо на раскаленной полоске тантала, либо непосредственно на раскаленном кремниевом стерженьке в атмосфере водорода. Так как полученный кремний является компактным, то его можно прямо использовать для зонного плавления, не производя загрязняющего переплавления.

Разложение силана выгоднее в том смысле, что полученный этим способом кремний не содержит бора, так как BH_3 представляет твердое вещество с низкой упругостью паров, которое при дистилляции силана не переходит в получаемый кремний. Далее необходимо произвести так называемое бестигельное зонное плавление, при котором слиток крепится на обоих концах в вертикальном положении, а расплавленная зона образуется в инертной атмосфере. Нагрев — высокочастотный. Расплавленная зона удерживается только поверхностным напряжением; поэтому диаметр полученного зонной выплавкой кремния не превышает 2,5 см.

3.2 ЗОННАЯ ПЛАВКА

Физическая очистка германия и кремния основана на том, что загрязнения в материале, который находится в жидком или твердом состоянии, обладают различной растворимостью. Для уяснения этого рассмотрим диаграмму состояний, например, германия и сурьмы. На *рис. 67* видно, как с повышением концентрации сурьмы понижается точка затвердевания. При рассматриваемой малой концентрации примесей зависимость может быть принята за линейную. Различаем три области. В области над прямой I система может существовать только в жидком состоянии, под прямой II — в твердом состоянии. Мы видим, что к одной и той же температуре относится концентрация c_l примесей в жидкой фазе, которая больше, чем концентрация c_s в твердой фазе. Если расплав с равномерной концентрацией примесей начнет затвердевать, то затверде-

вающая часть содержит меньшее количество примесей, чем жидкая. Отношение

$$c_s/c_l = K \qquad (3-1)$$

называется равновесным коэффициентом распределения, который является характерным для данной системы. Если расплавленный германий будет затвердевать медленно таким образом, что затвердевание начинается на одном конце и постепенно продвигается к другому концу, то сначала получается очень чистый материал, который чем дальше, тем больше становится загрязненным. При помощи такого направленного охлаждения достигают улучшения чистоты слитка, которое будет тем выразительнее, чем меньше коэффициент распределения K. Легко убедиться, что концентрация загрязнений c_x в точке x при исходной концентрации c_0 слитка длиной L и при постоянном сечении будет определяться уравнением

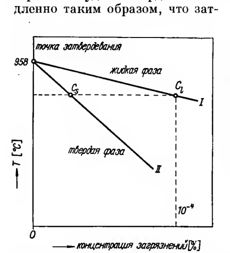


Рис. 67. Диаграмма состояний германия и сурьмы для малых концентраций (схематически) [21]

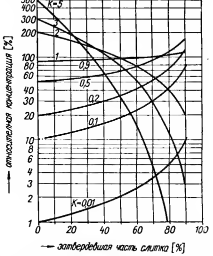


Рис. 68. Кривые распределения относительной концентрации примесей как функции относительной длины слитка одинакового сечения для различных значений коэффициента распределения K для охлаждения в определенном направлении. (Исходная равномерная концентрация загрязнений c_0 в расплавленном состоянии составляет 100%). [21]. Кривая справедлива также и для вытягивания кристаллов из расплава

$$c_x = Kc_0 \left(\frac{L}{L-x}\right)^{1-K} \qquad (3-2)$$

На *рис. 68* изображены кривые концентрации при различных значениях K для направленно охлаждаемого слитка. Предполагаем, что затвердевание происходит так медленно, что на границе твердой и жидкой фаз получается равновесное состояние, отвечающее коэффициенту распределения K.

Таб. 6. Обзор равновесных коэффициентов распределения различных примесей в германии

Элемент	K	Элемент	K	Элемент	K	Элемент	K
P	0,12	B	1	Te	$4 \cdot 10^{-5}$	Ni	$5 \cdot 10^{-6}$
As	0,04	Al	0,10	Cu	$1,5 \cdot 10^{-5}$	In	0,01
Sb	0,003	Ga	0,10	Ag	10^{-4}	Co	10^{-6}
Bi	$4 \cdot 10^{-5}$	In	0,001	Au	$3 \cdot 10^{-5}$	Ge	1,0

В *таблице 6* приведено несколько коэффициентов распределения для часто встречающихся примесей германия (по [20]).

Более простым и более эффективным является метод зонной плавки, разработанный Пфанном [21]. Здесь зона шириной d медленно проходит через весь слиток от одного конца к другому.

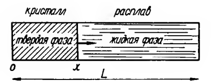


Рис. 69. Схематическое изображение направленного охлаждения

Рис. 70. Схематическое изображение зонной плавки [21]

Загрязнения, которые в большинстве случаев имеют коэффициент распределения $K < 1$, сосредоточиваются в расплавленной зоне и переходят на конец слитка. При многократном повторении этого процесса удается удалить практически все загрязнения на конец кристалла. Загрязнения, для которых $K > 1$, концентрируются в начале слитка. Если отрезать в начале 10% слитка и на конце 20%, то обычно средняя часть будет настолько чистой, что будет обладать собственной проводимостью.

При прохождении одной зоны концентрация c_x в точке x выражается формулой

$$c_x/c_0 = 1 - (1 - K) \cdot \exp(-Kx/d), \qquad (3-3)$$

если исходная концентрация c_0 во всем слитке будет одинаковой. Из уравнения (3—3) очевидно, что c_x достигнет постоянного значения c_0 на расстоянии x, которое в несколько раз больше ширины d. Это может быть использовано для получения однородности кристаллов. На *рис. 71* изображены кривые распределения c_x для различных значений коэффициента распределения K. Если заставить вторично пройти зону в обратном направлении, то можно получить хорошую однородность даже при малом значении K. Это изображено на *рис. 72*.

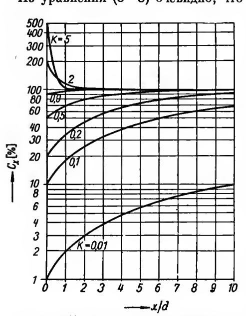


Рис. 71. Кривые распределения загрязнений в слитке при прохождении единой зоны шириной d для различных коэффициентов K. Исходная концентрация $c_0 = 1$ во всем слитке [21]

Если же K имеет очень малое значение, то распределение примесей получается очень равномерным при условии, что исходным материалом был чистый слиток и что примеси были введены в начале слитка, откуда зона распределяет их очень равномерно по всей длине слитка, исключая его последнюю часть. В этом случае концентрация выражается уравнением

$$c_x = Kc_i \exp(-Kx/d), \qquad (3-4)$$

где c_i — концентрация примесей, вводимых в начале слитка. На *рис. 73* изображены кривые распределения концентрации c_x для различных значений K. Мы видим, что при $K = 0{,}01$ концентрация на расстоянии $x = 10\,d$ уменьшается только на 10%.

Зонная плавка применяется главным образом для устранения загрязнений посредством прохождения нескольких зон в одном направлении, обычно от 6 до 10 раз. Процесс является осо-

бенно эффективным, если $K \ll 1$. Для $K \cong 1$ метод не имеет значения.

При помощи зонной плавки достигается предельная чистота, которая не может быть превзойдена как угодно большим количеством зон. На *рис. 74* обозначено предельное распределение для различных значений K. На *рис. 75* показано, как изменяется очистка в зависимости от количества зон.

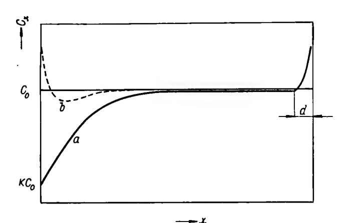


Рис. 72. Схематическое изображение распределения загрязнений с коэффициентом К [21]

а) Концентрация после прохода одной зоны слева направо. *б)* Концентрация после прохода второй зоны справа налево. Исходная концентрация была c_0, равномерно распределенная по всему слитку

Практически зонная плавка происходит таким образом, что лодочка из графита или кварцевого стекла проходит в кварцевой трубке через узкие области более высокой температуры, чем точка плавления германия. Эти узкие зоны шириной от 8 до 20 мм образуются обычно посредством локального высокочастотного нагрева части лодочки. Несколько узких катушек, через которые протекает высокочастотный ток, расположено рядом друг с другом на кварцевой трубке, где они нагревают графитную лодочку либо прямо, либо косвенно при помощи графитных колец. Количество зон, проходящих одновременно, бывает от 3 до 6, так что достаточно протянуть лодочку от одного до трех раз через все зоны, чтобы слиток получился чистым.

Метод зонной плавки может быть применен для выращивания монокристаллов. Для этой цели в начале слитка вводится затравка из монокристаллического германия и в материале осуществляют

только один проход зоны, которая начинается между затравкой и слитком, так что затвердевающая часть растет далее в виде монокристалла. Ориентировка обычно такова, что направление (111) параллельно оси лодочки. Если же применяемый слиток был перед этим подвергнут зонной очистке, то в начале зоны вводят кусок

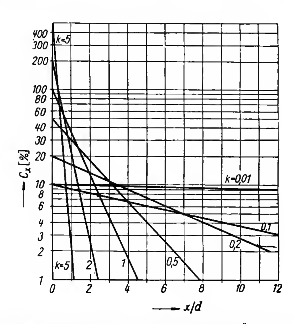


Рис. 73. Кривые распределения концентрации c_x как функции относительного расстояния x/d после прохода одной зоны шириной d слева направо. Слиток был чистый, загрязнения входят в начале слитка при $x = 0$. Концентрация загрязнений в зоне в самом начале слитка составляет 100 % для всех значений, кроме $K = 0{,}01$, где $c_1 = 100$ % [21]

германия с известным содержанием примесей, которые затем распределяются с требуемой концентрацией во всем объеме кристалла. Для того чтобы распределение примесей было равномерным, обычно берут для кристаллов n-типа сурьму (Sb), а для кристалла p-типа индий (In), так как у этих примесей коэффициент распределения так мал, что концентрация практически не изменяется вдоль кристалла и удельное сопротивление имеет всюду одинаковую величину с отклонением $\pm 10\%$. Этот метод достиг высшей степени совершенства [4]. За собственной зоной следует зона термической обработки, где температура хотя и находится ниже

точки затвердевания, но еще достаточно высока (от 800 до 850 °С) для того, чтобы натяжения и несовершенства решетки могли бы выравняться. Совершенство кристалла оценивается со следующей точки зрения:

а) Содержание примесей концентрации доноров и акцепторов должно быть известно

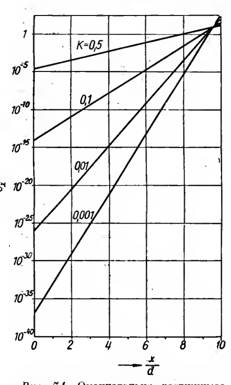


Рис. 74. Окончательно достижимое распределение концентрации c_0, получаемое при проходе любого количества зон через слиток с исходной равномерной концентрацией $c_x = 1$

Длина слитка $L = 10$. Зоны проходят слева направо, влиянием правого края пренебрегается [21]

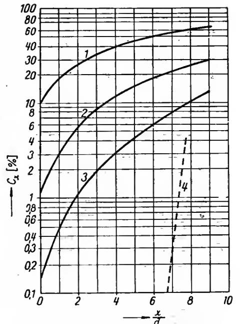


Рис. 75. Распределение концентрации примесей c_x при многократном проходе зоны

Исходная концентрация — 100 %, во всем слитке. Коэффициент распределения $K = 0,1$. Зоны проходят слева направо. *1.* Кривая после прохода первой зоны. *2.* Кривая после прохода второй зоны. *3.* Кривая после прохода третьей зоны. *4.* Окончательно достижимая концентрация

и находится в определенных допусках.

б) Кристаллы должны быть макроскопически совершенными. Это должны быть монокристаллы без сращений, прорастаний или двойных кристаллов.

в) Микроскопическое совершенство. Кристаллическая решетка должна быть совершенной, количество дислокаций должно быть минимальным.

г) Время жизни неосновных носителей должно быть длительным.

Другой способ зонной очистки, так наз. «градиентный метод» происходит без движения слитка и без движения источника тепла. Расплавленная зона движется самопроизвольно под действием температурного градиента вдоль оси слитка. Особенность этого метода состоит в том, что расплавленная зона, которая движется по кристаллу, может быть весьма тонкой и состоять из материала, отличающегося от самого кристалла, и иметь низшую точку плавления. Например, слой алюминия толщиной в 0,1 мм, заключенный между двумя стерженьками, может перемещаться от одного конца слитка к другому при условии, что направление температурного градиента будет перпендикулярно к плоскости промежуточного слоя. Причина, по которой расплавленная зона алюминия или золота движется поперек слитка кремния, состоит в том, что алюминий образует с кремнием сплав с низкой точкой плавления. Под действием температурного градиента первая граница фаз алюминий-кремний будет теплее, чем другая. Ввиду этого на более теплой стороне растворится больше кремния, чем на другой. Поэтому в алюминии будет образован градиент концентрации расплавленного кремния, вследствие чего кремний диффундирует через расплавленную зону к более холодному концу, где и затвердеет. Повторяя этот процесс, растворяя кремний на более теплой стороне расплавленной зоны алюминия и осаждая его в твердую фазу на более холодной стороне, мы заставляем расплавленную зону двигаться в направлении к более теплой стороне слитка. В предположении, что коэффициент распределения материала зоны очень мал, можно этим способом очистить материал, обладающий высокой точкой плавления при

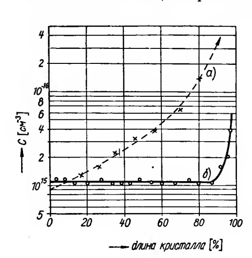


Рис. 76. Концентрация атомов сурьмы *c* в двух кристаллах германия [3]
а) Нормальный кристалл, изготовленный способом вытягивания. *б)* Зонально легированный кристалл. Концентрация сурьмы практически равномерна за исключением конца кристалла, где зона суживается

относительно низкой температуре. Кремний очищается зонным плавлением без применения тигеля или лодочек. Если очистка происходит в атмосфере влажного водорода, то можно устранить также и бор.

3.3 ВЫТЯГИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Предпосылкой для получения повторяемости результатов при изготовлении кристаллических приборов является наличие применяемого материала в виде определенных монокристаллов. Хотя и можно получить монокристаллы посредством зонной плавки, но самым распространенным способом является способ вытягивания кристаллов по методу Чохральского [34].

Основной принцип весьма прост. Расплавленный материал имеет температуру несколько выше точки затвердевания. Монокристалическая затравка опускается частично в расплав и очень медленно вытягивается. Затвердевающий на затравке материал нарастает с одинаковой кристаллической ориентировкой. Диаметр растущего кристалла определяется температурой расплава и скоростью вытягивания.

Таб. 7. Равновесные коэффициенты распределеиия различных примесей в кремнии [18]

Акцепторы	K	Доноры	K
бор	~ 0,8	фосфор	0,04
алюминий	0,002	мышьяк	0,07
галлий	0,05	сурьма	0,01
индий	0,0003		

Диаметр выращиваемых этим способом германиевых кристаллов достигает от нескольких миллиметров до 20 см. Длина ограничена только резервом расплава и длиной подъема вытягивающего механизма (затравкодержателя); выращиваемый кристалл обычно имеет длину от 10 до 40 см и вес от 50 г до 10 кг.

При вытягивании кремния возникают затруднения в необходимости иметь значительно высшую температуру, но несмотря на это можно нормально вытянуть кристаллы диаметром от 2 до 5 см, длиной от 20 до 30 см и весом от 10 г до 500 г.

Затравка кристалла прикреплена к вытяжному механизму, который обычно состоит из охлаждаемого водой стержня диаметром от 10 до 30 мм. Для того чтобы кристалл нарастал равномерно, стержень должен медленно вращаться вокруг своей оси со скоростью от 10 до 200 об/мин. При этом стержень поднимается по направлению своей оси при помощи подъемного механизма с регулируемой скоростью от 0,2 до 5 мм/мин. Оба стержня, несущие затравку и тигель, выведены из вытяжного пространства через соответствующее уплотнение. У простых небольших установок камера рабочего объема состоит из кварцевой трубки с фланцами, а у больших установок из металлического корпуса с водяным охлаждением. Процесс вытягивания контролируется через смотровое окошечко. В большинстве случаев вытягивание происходит в вакууме, но также распространено и применение защитной атмосферы, как например гелий, аргон, водород или азот. Из этих газов должны быть удалены следы кислорода и они должны быть затем совершенно высушены, так как требования, предъявляемые к уплотнению не очень жесткие, вследствие того что работа происходит при небольшом избыточном давлении. При работе с кремнием вытягивание монокристалла может происходить только в вакууме или в атмосфере редкого газа.

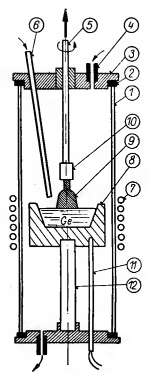


Рис. 77. Схематический чертеж установки для вытягивания кристаллов германия по методу Чохральского

1 — кварцевая трубка, 2 — уплотнение, 3 — фланец, 4 — газ, 5 — вал, 6 — трубка для добавления примеси, 7 — катушка высокочастотного нагрева, 8 — графитовый тигель, 9 — растущий кристалл, 10 — затравкодержатель, 11 — термоэлемент, 12 — кварцевая трубка в качестве держателя тигеля (может вращаться)

Успех вытягивания зависит от строгого соблюдения температуры и от скорости вытягивания.

Подробные данные о конструкции установки для вытягивания кристаллов читатель найдет в литературе [7], [14], [15] и в особенности в [16].

Действительное содержание примесей в кристалле зависит от эффективного значения коэффициента распределения примесей. Равновесное значение этого коэффициента приведено для германия в *таблице 6*, а для кремния в *таблице 7*. Так как

вытягивание происходит быстрее, чем может установиться равновесие, то эффективное значение K_e отличается от K и для данной установки при определенном рабочем способе его надо определять отдельно.

При равновесии на границе фаз этот коэффициент зависит от скорости нарастания $v_г$ и определяется уравнением

$$K_e = \frac{K}{K + (1 - K)\exp(-v_г\delta/D)} \quad (3-5)$$

где δ обозначает расстояние, на котором концентрация уже нормальная. На *рис. 75* изображена теоретическая кривая эффективного коэффициента распределения согласно уравнению (3—5). Как видно из *рис. 78* и *79* результаты измерений [20] хорошо согласуются с теорией. По кривым видно, как сильно зависит K_e от степени перемешивания расплава перед фазной границей. При оценке фигурирует величина δ/D, которая для данного легирующего материала зависит только от скорости вращения и не зависит от скорости роста, поскольку эта скорость мала.

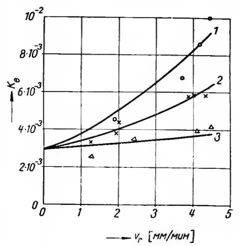


Рис. 78. Эффективный коэффициент распределения сурьмы в германии как функция скорости роста $v_г$

В качестве параметра изображена скорость вращения кристалла в оборотах в минуту [20]

1.	57 об/мин	δ/D = 165 сек/см
2.	144 об/мин	104 сек/см
3.	1440 об/мин	33 сек/см

Вышеуказанные закономерности могут быть применены для определения условий роста кристаллов с постоянным удельным сопротивлением вдоль оси кристалла. Если будем вытягивать кристалл при постоянной температуре и с постоянной скоростью вытягивания и вращения, то получим падение удельного сопротивления вдоль кристалла в соответствии с представлениями согласно разделу 3.2, как показано на *рис. 68*.

При надлежащей программной регулировке скорости вытягивания можно добиться того, что удельное сопротивление оста-

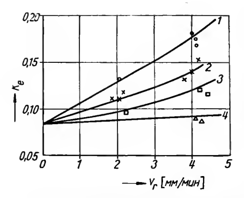


Рис. 79. Эффективный коэффициент распределения галлия в германии как функция скорости роста кристалла v_r

В качестве параметра изображена скорость вращения кристалла [25]

1.	57 об/мин	δ/D = 134 сек/см
2.	144 об/мин	85 сек/см
3.	575 об/мин	43 сек/см
4.	1440 об/мин	27 сек/см

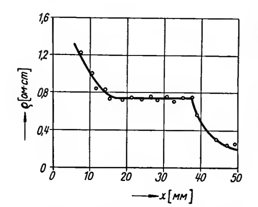


Рис. 80. Пример изменения удельного сопротивления вдоль оси кристалла германия, который был вытянут с программной регулировкой скорости роста [20]

(Регуляция действовала в области от 15 до 37 мм длины x кристалла)

нется постоянным с точностью нескольких процентов в бóльшей части длины кристалла.

На *рис. 80* изображена кривая изменения удельного сопротивления кристалла, который выращивался с программной регулировкой скорости роста [20].

Однако можно использовать зависимость эффективного коэффициента распределения от скорости роста также для того, чтобы выращивать кристаллы с p-n-переходами. В расплав прибавляют одновременно акцепторные и донорные примеси в таком соотношении и с такой зависимостью K_e от скорости роста, что при медленном вытягивании образуется кристалл p-типа, а при быстром вытягивании кристалл n-типа. Этого можно добиться при помощи сурьмы и галлия.

Точно также и зонная плавка может быть применена для производства доброкачественных монокристаллов с практически одинаковым сопротивлением вдоль оси кристалла.

3.4 ПОЛУЧЕНИЕ ТРЕБУЕМЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА

Вытянутые монокристаллы германия или кремния, поскольку они являются гомогенными, должны далее обрабаты-

ваться, чтобы были получены требуемые свойства для кристаллических приборов. Речь идет главным образом об образовании p-n-переходов с заранее определенными свойствами. Наиболее часто применяемые способы — это рекристаллизация и диффузия.

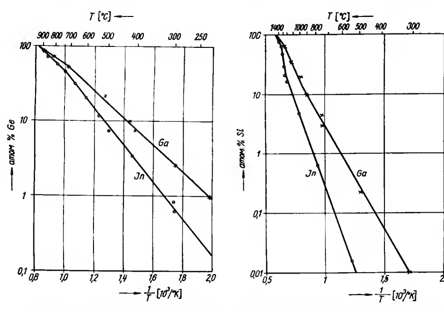


Рис. 81. Растворимость германия в галлии и индии в зависимости от температуры [40]

Рис. 82. Растворимость кремния в галлии и индии в зависимости от температуры [40]

3.41 РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ (ВПЛАВЛЕНИЕ)

Рекристаллизация заключается в том, что, например, в германий n-типа вплавляют в геометрически строго определенных соотношениях контакт из металлического индия, который возбуждает проводимость p-типа [38]. При этом применяют следующий порядок: взвешенное количество индия, которое в графитовой рамке вкладывается вместе с германием в печь с нейтральной или восстановительной атмосферой, нагревается до определенной температуры, от 300 до 600 °C. Часть германия растворяется в индии так, чтобы образовался насыщенный раствор, концентрация которого является функцией температуры. При последующем охлажде-

нии постепенно уменьшается растворимость германия в индии, так что германий начнет рекристаллизироваться. Сначала происходит его нарастание на оставшийся нерастворенный монокристалл германия, причем сохраняется первоначальная кристаллографическая ориентировка. Нарастающий слой, однако, получается сильно легированным индием, так что образуется p-n-переход. Предпосылкой хорошей рекристаллизации является подходящий температурный градиент, а это значит, что германиевый кристалл должен быть немного холоднее, чем расплав. При продолжающейся рекристаллизации концентрация индия достигнет вскоре такого значения, что дальнейшее образование монокристаллического германия становится невозможным, образуются смешанные кристаллы и, наконец, чистый индий.

Растворимость германия и кремния в галлии и индии изображена на *рис. 81* и *82*. Знание этих соотношений очень важно для изготовления переходов у выпрямителей и особенно у транзисторов, так как таким образом можно определить толщину слоя базы.

При описанном выше процессе рекристаллизации части исходного материала на противоположный тип проводимости имеют место также и диффузионные процессы, так как под действием градиента концентрации примеси на фазной границе диффундируют в исходный материал. Однако при применяемых температурах рекристаллизации глубина диффузии получается незначительной, так что классифицировать этот технологический процесс как диффузионный нет оснований.

3.42 ДИФФУЗИЯ ДОНОРОВ И АКЦЕПТОРОВ

Для упрощения изложения ограничимся одномерным случаем. Пусть на плоской поверхности полупроводника имеется N атомов вещества (на единицу плоскости), которые будут диффундировать в кристалл в направлении x. В таком случае уравнение диффузии имеет согласно [41] следующий вид:

$$D \frac{\mathrm{d}^2 c(x)}{\mathrm{d}x^2} = \frac{\mathrm{d}c(x)}{\mathrm{d}t} \tag{3-6}$$

где D — коэффициент диффузии,
$c(x)$ — концентрация чужеродных атомов на расстоянии x от поверхности,
t — время.

В предположении, что общее количество диффундирующих атомов остается постоянным, т. е. что не испарится и как-нибудь не исчезнет, на единицу плоскости приходится количество атомов

$$N = \int_0^\infty c(x)\,\mathrm{d}x$$

Решив уравнение диффузии для постоянного количества атомов N, получим

$$c(x) = N(\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \qquad (3-7)$$

На *рис. 83* изображен ход концентрации примесей, полученных путем диффузии внутри кристалла [42]. При двойном логарифмическом масштабе форма кривой не изменяется; при росте величины Dt кривая только передвинется вниз и вправо. Если диффундирующее вещество вызывает тип проводимости, противоположный проводимости исходного кристалла, то диффузионная длина измеряется просто как место p-n-перехода. В таком случае требуемая концентрация c_0 равна первоначальной концентрации примесей и переход находится в месте x_0.

Будет справедливым уравнение

$$x_0 = 2\,(Dt)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left\{\ln\left[\frac{N}{c_0}\,(\pi Dt)^{-\frac{1}{2}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (3-8)$$

Например, если $c_0 = 10^{16}\,.\,\text{см}^{-3}$, $N = 10^{17}\,.\,\text{см}^{-2}$ и $Dt^{\frac{1}{2}} = 10^{-3}$ см, то при первом приближении можем написать

$$x_0 \cong 8(Dt)^{\frac{1}{2}} \qquad (3-8а)$$

Исходная концентрация примесей c_0 может быть определена из уравнения постоянной Холла или из уравнения проводимости кристалла. Из уравнений (3—8) и (3—8а) видно, что p-n-переход передвигается приблизительно пропорционально корню квадратному из времени t, что дает возможность экспериментально проверить теорию. При точном решении уравнения (3—8) приходится воспользоваться методом постепенной аппроксимации, что однако не представляет затруднений, так как член $Dt^{\frac{1}{2}}$ входит в результат в виде логарифма.

Дальнейшая проблема диффузии заключается в том, что резерв диффундирующего материала очень велик, так что концентрация на поверхности во время диффузии не изменяется.

Уравнение диффузии принимает в таком случае вид

$$c(x) = c(0) \cdot \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{x}{2} (Dt)^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \qquad (3-9)$$

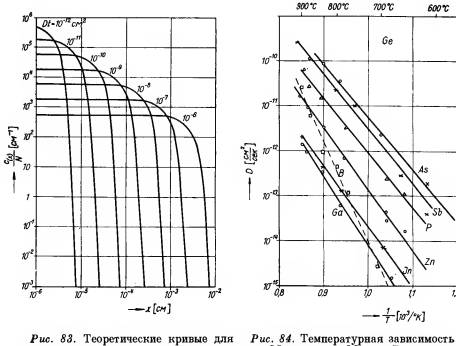


Рис. 83. Теоретические кривые для одноразмерного случая при предположении постоянного количества диффундирующих атомов

Пространственная координата x берется от поверхности кристалла. Ординатой служит отношение концентрации атомов $c(x)$ внутри кристалла к количеству атомов N, приходящихся на единицу поверхности с начала диффузии. Если диффундирующее вещество вызывает в кристалле противоположный тип проводимости, то в месте x_0 образуется переход, где концентрация $c(x)$ равняется исходной концентрации примесей в кристалле [42]

Рис. 84. Температурная зависимость коэффициента диффузии D для различных доноров и акцепторов в германии [42]

где $c(0)$ — концентрация на поверхности.

Если $c = c_0$, $x = x_0$ и $c_0 \ll c(0)$, то функция Гаусса erf может быть заменена экспоненциальной функцией $\exp(-x^2)\pi^{\frac{1}{2}} x$. Тогда место x_0, где образуется p-n-переход, определяется уравнением

$$x_0 = 2 (Dt)^{\frac{1}{2}} \quad [\ln \ c(0)/c_0)]^{\frac{1}{2}} \cong 6 Dt^{\frac{1}{2}} \qquad (3-10)$$

если $c(0) = 10^{20} \cdot \text{см}^{-3}$ и $c_0 = 10^{16} \cdot \text{см}^{-3}$. При этих предпосылках результат получается практически таким же, как в предшествующем случае, что очевидно при сравнении уравнения (3—10) с уравнением (3—8а).

Однако обычно второй случай применять нельзя, так как при очень большом резерве диффундирующего материала на поверхности кристалла образуется сплав (жидкая фаза) и т. д.

Все вышеупомянутые рассуждения исходят из предположения, что температура, при которой происходит диффузия, будет постоянной. Коэффициент диффузии D является, однако, функцией температуры

$$D = D_0 \exp(-E/kT) \qquad (3-11)$$

Здесь D_0 — коэффициент, характеризующий материал, а E — энергия активации, которую диффундирующий атом должен приобрести для того, чтобы он мог продвинуться в ближайшее свободное место в кристаллической решетке.

На *рис. 84* приведены результаты для германия. Здесь видно, как велика разница между отдельными элементами. Вообще является справедливым, что доноры диффундируют быстрее, чем акцепторы; качественно это можно объяснить тем, что диаметры ионов отрицательно заряженных атомов заметно больше, чем диаметры положительно заряженных атомов. В германии доноры заряжаются положительно, так что имеют диаметр меньший и могут легко диффундировать.

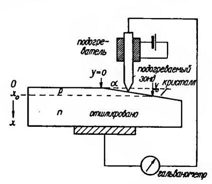


Рис. 85. Измерение положения перехода после диффузии

Кристалл отшлифован под углом α. При помощи подвижного нагреваемого зонда определяется, как далеко распространяется p- или n-область. Глубина диффузии $x_0 = y_0 \text{tg} \alpha$

Место x_0, где находится переход, можно определить таким образом, что после диффузии на поверхности часть кристалла отшлифовывается под углом от 3 до 5° и посредством термоэлектрического или выпрямительного зонда *(рис. 85)* измеряется тип проводимости от ненарушенной поверхности внутрь кристалла. Кроме того, в качестве диффундирующего материала применяют радиоизотопы и производят измерение активности материала, тонкие слои которого отшлифовываются параллельно с поверхностью

кристалла. Точно также и емкость перехода может быть использована для определения расстояния [45]. Все методы дают одинаковые результаты в рамках точности измерения. На *рис. 86* приведены результаты измерения для сурьмы и мышьяка по Фуллеру, которые совпадают с кривыми [42].

Фуллер и Дитценбергер [44] очень подробно исследовали диффузию доноров и акцепторов в кремнии. Большинство измерений было основано на определении глубины образования p-n-перехода от поверхности кристалла. Измерение толщины диффузионного слоя производилось оптическим методом, для чего наклонно отшлифованная плоскость (см. *рис. 85*) была протравлена каплей плавиковой кислоты HF, которая содержит небольшое количество HNO_3. Оптимальное соотношение содержит от 0,1 до 0,5% (объема) концентрационной азотной кислоты (70%) в концентрированной плавиковой кислоте HF (48%). Полированная поверхность p-типа приобретает темную окраску [44], благодаря чему раздел p-n-перехода резко выделяется.

Таб. 8

Диффузионный материал	D_0 [см²/сек]	E [эв]
бор, фосфор	10,5	3,65
алюминий	8,0	3,44
галлий	3,6	8,48
индий, таллий	16,5	3,87
мышьяк	0,32	3,53
сурьма	5,6	3,92
висмут	(1030)	4,6

Гораздо выгоднее, чем простое травление, является электролитическая металлизация, при которой напряжение порядка 1—2 в подключается к p- и n-частям так, что переход имеет полярность в обратном направлении (т. е. положительный полюс источника подключается к части n-типа). Металл осаждается на отрицательном электроде, т. е. металлизируется часть p-типа. В качестве электролита с успехом применяется нормальная ванна для покрытия медью. Ширина образованного путем диффузии слоя, увеличенная с учетом шлифовки под небольшим углом, измеряется под микроскопом с измерительным окуляром.

Еще проще заменить напряжение внешнего источника фотоэлектрическим напряжением, т. е. отшлифованный образец крем-

ния помещается в электролит, нагревается приблизительно до 70 °С и резко освещается лампой. Через 3—6 минут металлизация n-части окончена, а при продолженном действии металлизируется и p-часть. Подходящим раствором для этих целей является ванна для покрытия золотом [65], содержащая 1 г K $[Au(CN)_2]$, 20 г KOH в пилюльках и воду, которая добавляется до полного объема 100 см³. Золотоцианистый калий изготовляется следующим обра-

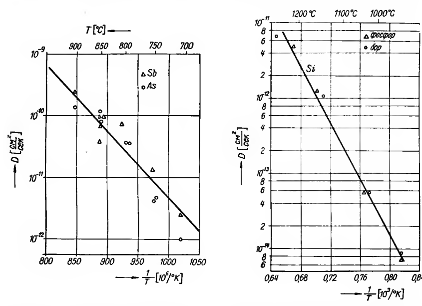


Рис. 86. Температурная зависимость коэффициента диффузии Sb и As в германии [43]

Рис. 87. Температурная зависимость коэффициента диффузии бора и фосфора в кремнии [44]

зом: 30 см³ царской водки, в которой было растворено 0,67 г Au, испаряется на водяной ванне. Образовавшееся трихлористое золото растворяется в 10 см³ воды и снова затем растворяется в 50 см³ воды; затем прибавляется 1—2 пилюльки KOH для получения нейтральной реакции и еще 0,5 г KCN.

Полученные для фосфора и бора результаты были проверены непосредственным измерением проводимости поверхностного слоя *(рис. 85)*. Посредством постепенной шлифовки слоев толщиной приблизительно в 1 мкн и измерением проводимости была определена кривая зависимости концентрации примесей от глубины.

Тонкий слой на поверхности материала, имеющего тип проводимости противоположный типу проводимости исходного материала, был электрически изолирован напряжением смещения в обратном направлении. Проводимость была измерена методом четырех зондов. Результаты измерения приведены на *рис. 88* и *89*.

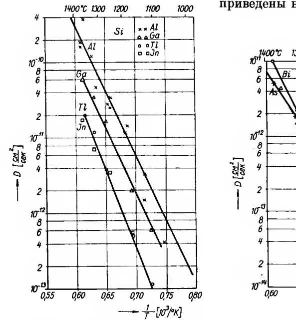


Рис. 88. Температурная зависимость коэффициента диффузии Al, Ga, In, Tl в кремнии [44]

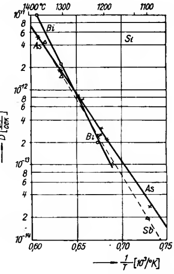


Рис. 89. Температурная зависимость коэффициента диффузии As, Sb, Bi в кремнии [44]

В соответствии с представлениями о различных диаметрах ионов также и в кремнии доноры диффундируют быстрее, чем акцепторы. Температурная зависимость коэффициентов диффузии может быть выражена уравнением (3—11). В *таб. 8* приведены коэффициенты D_0 и E для указанных веществ. На *рис. 90* изображено проникание нескольких диффундирующих веществ в кремний как функция квадратного корня из времени диффузии при температуре 1200 °С. Измеренные зависимости представляют собой прямые, что потверждает справедливость приведенных уравнений, характеризующих диффузионные процессы.

Наконец, можно определить фактор собственной диффузии с целью установления, каким образом перемещаются атомы решетки. Для германия результаты указаны на *рис. 91* [48].

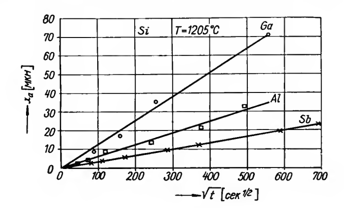


Рис. 90. Проникновение примесей диффузии в кристалл кремния

Расстояние x_0, где образуется p-n-переход, обозначающий границу фронта диффузии, обозначено как функция квадратного корня из времени диффузии. Диффузия протекает при 1205 °C

3.5 ОБРАБОТКА ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

Монокристаллы германия и кремния необходимо механически обработать для получения подходящей для кристаллических приборов формы. Главным образом — это форма пластинок толщиной от 0,1 до 0,7 мм и диаметром от 2 до 30 мм в зависимости от назначения, преимущественно для рекристаллизации и диффузионной техники; затем — это призмочки или стерженьки, предназначенные для вытягивания переходов размером от 0,3×0,3×0,8 мм до 2×2×3 мм и даже больше. Механическая обработка состоит из нарезки, шлифовки и травления. Обычно нарезка производится тонкой круглой пилой в виде медного, никелевого или бронзового диска, на краю которого нанесен алмазный порошок. Алмазный порошок либо запрессован в мелкие и узкие радиальные канавки металлического диска, либо введен в диск при помощи электролитического нанесения металла. Количество оборотов диска диаметром от 6 до 15 см составляет от 1500 до 9000 об/мин. В качестве охлаждающей и смазочной жидкости обычно применяется керосин.

В качестве абразивного материала можно применять также карбид кремния или бора, которые в виде суспензии наносятся

на вращающийся гладкий диск. Толщина диска бывает от 0,08 до 0,5 мм.

Кроме вращающихся пил, с успехом применяются и пилы с прямолинейным движением, состоящие из металлических полосок толщиной от 0,06 до 0,2 мм, натянутых на раме, уложенной в направляющих и приводимой в движении эксцентриком. Абразивный материал вводится в виде суспензии. Обычно для большей эффективности в раму вставлено несколько полосовых пил вплоть до 50 штук.

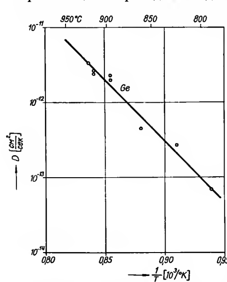


Рис. 91. Температурная зависимость коэффициента самодиффузии германия [48]

Нарезанные пластинки приклеивают воском на плоские стеклянные диски и шлифуют карбидом кремния, окисью алюминия и т. п. в водяной суспензии. Шлифовка происходит вручную круговыми движениями несущей доски по другой плоской доске. На производстве применяют автоматические шлифовальные машины.

Конечная обработка заключается в травлении. Травление имеет целью обнажить исходную структуру кристалла и устранить все слои, механически поврежденные и деформированные при нарезке и шлифовке.

Для германия и кремния требуется окисляющее средство, средство для образования комплекса и растворитель. Для оксидировки применяют HNO_3, H_2O_2 и иногда NaOH. Комплексы обычно образуются при помощи NF, а в качестве растворителя (одновременно и модератора) служит либо вода, либо уксусная кислота. Для получения особенно сильного действия прибавляют в небольшом количестве различные вещества, как например J, Br, $AgNO_3$.

Изменяя концентрацию и состав отдельных компонентов травильных растворов, а также температуру и прочие условия, можно после травления получить различные поверхности. Химические процессы при травлении и обзор наиновейших травителей описывает Пей Ванг [66].

Ниже приводим составы наиболее применяемых травителей для германия.

CP4: 25 мл концентрированной HNO_3; 25 мл HF; 15 мл CH_3COOH; 0,07 г KBr

CP4A: состав как и CP4 только без KBr

P114 (супероксол): одна часть 30% H_2O_2; одна часть 48% HF; 4 части воды

WAg: 20 мл HNO_3; 40 мл HF; 40 мл H_2O содержащей 2 г $AgNO_3$

Травитель RCA: 600 мг HNO_3; 300 мл CH_3COOH; 100 мл HF; 25 мл KJ.

$Hg(NO_3)_2$ — травитель: 30 мл HNO_3; 30 мл HF; 40 мл H_2O содержащей 1,33 г $Hg(NO_3)_2$

$Cu(NO_3)_2$ — травитель: состав как WAg, только вместо $AgNO_3$ прибавляется 2 г $Cu(NO_3)_2$

В качестве наиболее применяемого неселективного травителя применяют CP4. WAg представляет селективный травитель, который действует в плоскости (111), P114 протравливает селек-

Таб. 9

Травительный раствор	°C	Материал	Скорость травления мм/мин
J-травитель A	20	Ge	0,038
J-травитель A	20	Si	0,025
J-травитель B	20	Ge	0,0025
J-травитель B	20	Si	0,0025
J-травитель C	20	Ge	0,020
J-травитель C	20	Si	0,022
$Hg(NO_3)_2$ -травитель	25	Ge	0,025
$Cu(NO_3)_2$ -травитель	25	Ge (100, 110)	0,013
$Cu(NO_3)_2$ -травитель	25	Ge (111)	0,0075
WAg	25	Ge (110)	0,025
WAg	25	Ge (111)	0,013
CP4		Ge	0,062
RCA -травитель		Ge	0,0012
1 часть HNO_3 + 1 часть HF	25	Ge (100)	0,125
1 часть HNO_3 + 1 часть HF	25	Ge (100)	0,150—0,175
1 часть HNO_3 + 1 часть HF	25	Ge (111)	0,050—0,075

тивно поверхности (100). Травитель $Cu(NO_3)_2$ применяют для протравления дислокаций. В качестве травительных растворов для кремния применяют главным образом CP4, горячий раствор NaOH или KOH (селективно) и для получения зеркально блестящей

поверхности наилучшим является травитель с содержанием иода. По составу различают три варианта:

J-травитель A: 100 мл HNO_3; 50 мл HF; 110 мл CH_3COOH; прибавление J

J-травитель B: 125 мл HNO_3; 25 мл HF; 110 мл CH_3COOH; прибавление J

J-травитель C: 150 мл HNO_3; 60 мл HF; 120 мл CH_3COOH; прибавление J

Травитель A обладает равномерным травительным действием и дает гладкую, блестящую поверхность. Травитель B применяется для химической полировки, а травитель C подобен травителю A, но действует медленнее.

В *таб. 9* указаны для наиболее основных травительных растворов скорость травления, температура раствора и материал, в скобках наиболее протравляемая поверхность.

Важно знать скорость поверхностной рекомбинации при травлении различными растворами. Наименьшую рекомбинацию дает WAg, 50 см/сек; затем следует J-травитель A, который дает $50 \div 100$ см/сек. Травитель CP4 довольно ненадежный и дает $50 \div 200$ см/сек. J-травитель B дает в десять раз высшую рекомбинацию, чем J-травитель A. Кипячение в чистой воде увеличивает поверхностную рекомбинацию до 20 000 см/сек.

Следующий способ — электролитическое травление — применяется обычно для локально ограниченной обработки поверхности, например, p-n-перехода. В качестве электролита можно применять слабый раствор щелочи или кислоты. Платиновая проволочка подходящей формы обеспечивает травление в определенном месте.

Совершенство кристаллической структуры проверяется травлением с целью получения дислокационных ямок [57]. Простой процесс для германия состоит в следующем: кристалл тонко шлифуется на плоскости (111) и травится в течение 5 минут в растворе WAg при 20 °C. На высушенную протравленную поверхность капают травитель $Cu(NO_3)_2$ так, чтобы капля покрыла всю поверхность. Через 30 минут при 20 °C кристалл промывают, высушивают и подсчитывают под микроскопом количество дислокационных ямок. Плотность их указывается на 1 $см^2$.

Для кремния процесс немного иной [67]. Сначала шлифуют поверхность (111), затем кристалл погружают на 1—2 минуты в раствор, состоящий из 3—4 частей HNO_3 + 3 части HF + 3 части CH_3COOH, после чего поверхность становится гладкой и блестящей. Затем в травительный раствор прибавляют 40—60% воды и оставляют кристалл в растворе еще на $^1/_2$—$1^1/_2$ минуты. После

этого его прополаскивают в воде, высушивают и под микроскопом рассматривают протравленные дислокационные ямки. При травлении температура должна быть 20 °C.

Таб. 10. Параметры германия и кремния

Параметры	германий	кремний
атомный номер	32	14
атомный вес	72,60	28,08
постоянная решетки [Å]	5,657	5,431
количество атомов в 1 см³	$4{,}42 \cdot 10^{22}$	$4{,}96 \cdot 10^{22}$
плотность при 25° C [г/см³]	5,323	2,330
диэлектрическая постоянная	16	12
температура плавления [°C]	936	1420
температура кипения [°C]	2700	2600
коэффициент теплового расширения при 25 °C [1/°C]	$6{,}1 \cdot 10^{-6}$	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$
коэффициент теплового расширения (300—600 °C) [1/°C]	$6{,}6 \cdot 10^{-6}$	—
теплопроводность [кал/сек. см град]	0,14	0,20
удельная теплоемкость (0—100 °C) [кал/г град]	0,074	0,181
коэффициент объемной сжимаемости [см²/н]	$1{,}3 \cdot 10^{-7}$	$0{,}98 \cdot 10^{-7}$
удельное сопротивление собственной проводимости при 300 °K [ом. см]	47	$2{,}3 \cdot 10^{5}$
подвижность электронов [см²/в. сек]	3800	1500
подвижность дырок [см²/в. сек]	1800	500
коэффициент диффузии электронов [см²/сек]	90	38
коэффициент диффузии дырок [см²/сек]	45	13
магнитная восприимчивость [CGS]	$-0{,}12 \cdot 10^{-6}$	$-0{,}13 \cdot 10^{-6}$
температура Дебея [°K]	290	—
скрытая теплота плавления [кал/мол]	8300	9450
коэффициент упругости C_{11} [N/см²]	$12{,}98 \cdot 10^{6}$	$16{,}74 \cdot 10^{6}$
коэффициент упругости C_{12} [N/см²]	$4{,}88 \cdot 10^{6}$	$6{,}523 \cdot 10^{6}$
коэффициент упругости C_{44} [N/см²]	$6{,}73 \cdot 10^{6}$	$7{,}957 \cdot 10^{6}$
плотность расплава 960 °C [г/см³]	5,570	
теплота сублимации (при 298 °K) [ккал/мол]	84	
парциальное давление [атм] [64] 1510 °K	$1{,}35 \cdot 10^{-6}$	
1615	$6{,}01 \cdot 10^{-6}$	
1649	$1{,}42 \cdot 10^{-5}$	
1695	$2{,}39 \cdot 10^{-5}$	
1746	$5{,}37 \cdot 10^{-5}$	
1795	$1{,}10 \cdot 10^{-4}$	
1882	$3{,}47 \cdot 10^{-4}$	
поверхностное напряжение [N/м] расплава	0,72	0,60

Хорошие кристаллы содержат менее чем 1000 дислокаций/см². Если плотность превысит 10 000 $см^{-2}$, то кристалл не может быть использован для производства диодов и транзисторов.

3.6 СВОЙСТВА ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

В этом разделе в краткой форме приведем наиболее важные величины и зависимости для чистых и легированных монокристаллов германия и кремния согласно работам разных авторов [62]. Ширина запретной зоны ΔE является одной из наиболее важных величин; ее зависимость от температуры выражается уравнением

$$\Delta E = \Delta E_0 - \beta T \qquad (3-12)$$

Для германия $\Delta E = 0{,}075 - 0{,}0001\ T$ [эв], а для кремния $\Delta E = 1{,}12 - 0{,}003\ T$ [эв]. Произведение концентрации дырок и электронов n_i^2 будет для германия

$$n_i^2 = 9{,}3 \cdot 10^{31}\, T^3 \exp(-8700/T)\ [\text{см}^{-6}] \qquad (3-13а)$$

а для кремния

$$n_i^2 = 7{,}8 \cdot 10^{32}\, T^3 \exp(-12\,900/T)\ (\text{см}^{-6}] \qquad (3-13б)$$

Энергия активации доноров и акцепторов для германия составляет приблизительно 0,01 эв, а для кремния от 0,04 до 0,08 эв. Энергия активации акцепторов бывает больше энергии активации доноров. Особое положение занимает медь, которая в германии действует как акцептор и обладает очень большим коэффициентом диффузии.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 3

1 *Mercier, J. M.:* La technologie du germanium, L'Onde électr., 328 (1954), стр. 559—572.
2 *Schreiter, W.:* Die Gewinnung von Germanium, Chem. Techn., 6 (1954), стр. 141—148.
3 *Pfann, W. G., Olsen, K. M.:* Zone-Melting, Bell Lab. Rec., VI (1955), стр. 201—148.
4 *Bennet, D. C., Sawyer, B.:* Single Crystals of exceptional perfection and uniformity by zone levelling. Bell Syst. Techn. Journal V (1956), стр. 637 — 660.
5 *Boomgaard, J.:* Zone-melting processes under influence of the atmosphere Philips Research Reports 10 (1955), стр. 319—336.
6 *Петров, Д. А.:* Процессы кристаллизации из расплавов и их использование в полупроводниковой металлургии и в других областях. Вопросы теории и исследования полупродников и процессов полупроводниковой металлургии, Изд. АН СССР, Москва, 1955.

7 *Петров, Д. А.:* Германий. Сборник переводов, Изд. иностр. лит., 254, Москва 1955.
8 *Thompson, A. P., Musgrave, J. R.:* Journ. Metals 4, (1952) стр. 1132—1138.
9 *Powell, A. R., Lever, F. M., Walpole, R. E.:* Journ. Appl. Chem. 1 (1951), стр. 541—551.
10 *Headle, A. J.:* Mining Engineering 5 (1953), стр. 1011—1014.
11 *Teal, G. K., Little, J. B.:* Growth of germanium single crystals, Phys. Rev. 77 (1950), стр. 809—813. Также 78 (1950), стр. 647.
12 *Teal, G. K., Buehler, E.:* Growth of silicon crystals and of single crystal silicon P—N junctions, Phys. Rev. 87 (1952), стр. 190.
13 *Pearson, G. L., Bardeen, J.:* Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus, Phys. Rev. 75 (1949), стр. 865—883.
14 *Roth, L., Taylor, E. E.:* Proc. IRE 40, 11 (1952), стр. 1338—1341.
15 *Malsch, J., Dehmelt, F. W.:* Telefunken Ztg. 25 (1953), стр. 121.
16 *Lehovec, K., Soled, J., Koch, R., MacDonald, A., Stearus, C.:* Rev. Sci. Instr. 24 (1953), стр. 652—655.
17 *Slichter, W. P., Kolb, E. D.:* Phys. Rev. 90 (1953), стр. 987—988.
18 *Hall, R. N.:* Journ. Phys. Chem. 57 (1953), стр. 836—839.
19 *Burton, J. A., Prim, R. C., Slichter, W. P.:* Chem. Phys. 21 (1953), стр. 1987—1991.
20 *Burton, J. A., Kolb, E. D., Slichter, W. P., Struthers, J. D.:* Chem. Phys. 21 (1953), стр. 1991—1996.
21 *Pfann, W. G.:* Principles of zone refining, Trans. Am. Inst. Mining and Metal eng. 184 (1952), стр. 747—753.
22 *Pfann, W. G.:* J. Metals 5 (1953), стр. 1441—1442.
23 *Conwell, E. M.:* Proc. IRE 40 (1952), стр. 1327—1337.
24 *Middleton, A. E., Sconlon, W. W.:* Phys. Rev. 92 (1953), стр. 219—226.
25 *Straumanis, M. E., Aka, E. Z.:* Appl. Phys. 23 (1952), стр. 330—334.
26 *Searcy, A. W.:* The vapor pressure of germanium, J. Amer. Chem. Soc. 74 (1952), стр. 4789—4791.
27 *Keck, P. H., Van Horn, W.:* Phys. Rev. 91 (1953), стр. 512—513.
28 *Winkler, C.:* J. prakt. Chemie 34 (1886); 36 (1887).
29 *Goldschmid, V. M., Peters, C.:* Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. III (1953), стр. 141—166.
30 *Morgan, G., Davies, G. R.:* Chem. and Ind. (1947), стр. 717—721.
31 *Ratynskij, V. M.:* Compte rendu Ac. Sci. URSS (1943), стр. 198—200.
32 *Torrey, H. C., Whitmer, C. A.:* Crystal rectifiers, McGraw Hill, New York 1948.
33 *Czochralski, J.:* Z. Phys. Chem. 92 (1918), стр. 219.
34 *Kyropoulos:* Z. anorg. allg. Chem. 154 (1926), стр. 308.
35 *Korth, K.:* Z. Phys. 84 (1933), стр. 677.
37 *Cochran, W. G.:* Proc. Camb. Phil. Soc. 30 (1934), стр. 365.
38 *Hall, R. N.:* Proc. IRE 40 (1952), стр. 1512.
39 *Klemm, Hochmann, Volk, Orlamünder, Klein:* Z. anorg. Chemie 256 (1948), стр. 239.
40 *Keck, P. H., Broder, J.:* Phys. Rev. 90 (1953), стр. 521—522.
41 *Barrer, R. M.:* Diffusion in and through solids, Cambridge university Press, Cambridge 1951.
42 *Dunlap, W. C., jr.:* Diffusion of impurities in germanium; Phys. Rev. 94, № 6 (1954), стр. 1531—1540.
43 *Fuller, C. S.:* Diffusion of donor and acceptor elements into germanium, Phys. Rev. 86, № 1 (1952), стр. 136—137.
44 *Fuller, C. S., Ditzenberder, J. A.:* Diffusion of donor and acceptor elements in silicon. J. Appl. Phys. 27, № 5 (1956), стр. 544—552.

45 *McAfee, K. B., Shockley, W., Sparks, M.:* Measurement of diffusion in Semiconductors by a capacitance method; Phys. Rev. 86, (1952), № 1, стр. 137—138.
46 *Fuller, C. S., Ditzenberger, J. A.:* Phys. Rev. 91 (1953), № 1, стр. 193.
47 *Severiens, J. C., Fuller, C. S.:* Phys. Rev. 92 (1953), стр. 1322—1323.
48 *Letow, H., Slifkin, L. M., Portnoy, W. M.:* Phys. Rev. 93 (1954), стр. 892—893.
49 *Fuller, C. S., Struthers, J. D., Ditzenberger, J. A., Wolfstirn, K. B.:* Phys. Rev. 93 (1954), стр. 1182—1189.
50 *Langmuir, D., Dushman, S.:* Phys. Rev. 20 (1922), стр. 113.
51 *Nowick, A. S.:* J. Appl. Phys. 22 (1951), стр. 1182.
52 *Ellis, W. G., Greiner, E. S.:* Production of acceptor centers in germanium and silicon by plastic deformation, Phys. Rev. 92 (1953), № 4, стр. 1061—1062.
53 *Ellis, R. C., Wolsky, S. P.:* New etches for germanium; J. Appl. Phys. 24 (1953), № 11, стр. 1411—1412.
54 *Camp, P. R.:* A study of the etching rate of single crystal germanium; J. electrochem. Soc. 102 (1955), № 10, стр. 586—593.
55 *Ellis, R..C.:* Etching of single crystal germanium spheres, J. Appl. Phys. 25 (1954), № 12, стр. 1497—1499.
56 *Moore, A. R., Nelson, H.:* Surface treatment of si icon for low recombination velocity, RCA Review 17 (1956), № 1, стр. 5—12.
57 *Kurtz, A. D., Kulin, S. A., Averbach, B. L.:* Effect of dislocations on the minority carrier lifetime in semiconductors; Phys. Rev. 101 (1956), № 4, стр. 1285—1291.
58 *Pankove, J. I.:* Methods for revealing P—N junctions and inhomogeneties in germanium crystals; RCA Review IX (1955), стр. 398—402.
59 *Jackson, R. W.:* Simple method of revealing P—N—junctions in germanium; J. Appl. Phys. 27 (1956), № 3, стр. 309—310.
60 *Fowler, A., Levesque, P.:* Optical determination of base width in grown N—P—N silicon crystals, J. Appl. Phys. 26, (1955), № 5, стр. 641—642.
61 *Ellis, S. G.:* Dislocations in germanium; J. Appl. Phys. 26 (1955), № 9, стр. 1140—1146.
62 *Conwell, E. M.:* Properties of silicon and germanium; Proc. IRE 40 (1952), № 11, стр. 1327—1337.
63 *Maita, J. P., Morin, F, J.:* Phys. Rev. 96 (1954), стр. 28.
64 *Searcy, A. A.:* The vapor pressure of germanium; J. Am. Chem. Soc. 74 (1952), № 19, стр. 4789—4791.
65 *Silverman, S. J., D. R. Benn:* Junction deliction in silicon by gold plating; J. Elchem. Soc. 105 (1958), стр. 170—172.
66 *Pei, Wang:* Etching of germanium and silicon; Sylvania Technologists 11, № 2 (1958), стр. 50—58.
67 *Spray:* A simple etching technique for revealing dislocations in silicon; Proc. Phys. Soc. B 69 (1956), стр. 689.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Физические процессы, которые происходят в полупроводниках, можно выразить совокупностью следующих параметров:

1. Удельная проводимость σ
2. Подвижность электронов μ_n и дырок μ_p, средний свободный пробег l_o
3. Концентрация электронов n и дырок p, а также их эффективные массы
4. Ширина запретной зоны ΔE
5. Термоэлектродвижущая сила α
6. Теплопроводность $\varkappa$
7. Контактный потенциал v_o
8. Фотопроводимость
9. Гальваномагнитные постоянные
10. Диэлектрическая постоянная ε
11. Магнитная проницаемость μ
12. Оптический коэффициент абсорбции и показатель преломления n
13. Время жизни неосновных носителей τ

В дальнейшем тексте будет вкратце описано, каким образом измеряют отдельные величины. При этом важно, чтобы полупроводник был в виде монокристалла.

4.1 ОРИЕНТИРОВКА КРИСТАЛЛОВ

Свойства германиевых и кремниевых монокристаллов зависят до известной степени от ориентировки кристаллов. Прежде всего от ориентировки зависят травление и растворимость в металлах при рекристаллизации и образовании p-n-переходов. Поскольку монокристалл имеет хорошо развитые естественные плоскости, то ориентировка не вызывает затруднений. Приблизительное понятие

об ориентировке можно получить при помощи травления гомогенных образцов определенным соответствующим травителем. Сравнивая при помощи микроскопа форму протравленных плоскостей, можно судить об их ориентировке.

Хотя ориентировка при помощи рентгеновского излучения является наиболее точной, но эта установка — слишком громоздка, работа трудоемка и сложна; поэтому в последнее время начали применять метод ориентировки при помощи видимого света [42, 43].

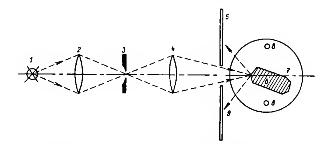


Рис. 92. Схема оптического устройства для определения ориентировки монокристаллов германия и кремния

1 — автомобильная лампа 30 вт, *2* — конденсор, *3* — диафрагма с отверстием 2 мм, *4* — ахромат F = 20 см ∅ = 60 мм, *5* — экран, покрашенный в белый лак, ∅ = 20 см, с отверстием в центре ∅ = 10 мм

Кристалл протравливается селективным травителем: например, Ge в травителе WAg в течение 5 минут при температуре 20 °C или кремний в 10% растворе NaOH при температуре 70 °C в течение 5—10 мин. От протравленных плоскостей отражается свет, так что можно исследовать монокристаллическое строение при помощи отраженного света. Если в определенном положении кристалла наблюдается зеркальный отблеск, то это будет монокристалл. Поликристаллические части поверхности отличаются резко тем, что зеркальный отблеск получается для каждой части при ином положении кристалла относительно источника света. Прямая ориентировка производится при помощи наблюдения симметрии световых отраженных фигур в автоколлимации при помощи устройства согласно *рис. 92.* В качестве точечного источника света служит небольшая круглая диафрагма диаметром 2 мм, освещенная через конденсор автомобильной лампой мощностью в 30 вт. Этот точечный источник изображается ахроматической линзой, имеющей фокусное расстояние f = 20 см и диаметр 60 мм, на поверхности исследуемого протравляемого кристалла. Световое отражение наблюдается на белом экране диаметром 20 см с от-

верстием в центре 10 мм, через которое проходит световой луч. Расстояние кристалла от экрана составляет около 6 см. Кристалл можно легко ориентировать, например, по направлению (111), для чего нужно наблюдать характерную отраженную фигуру — трехконечную звезду, которую центрируют, поворачивая кристалл по отношению к отверстию экрана.

Отклонение отраженной фигуры на 0,5 мм от симметричного положения очень хорошо заметно. Это отклонение соответствует углу около 15′, что для данной цели является вполне достаточной точностью. Кристалл можно укрепить воском на основную металлическую доску, которая была перед этим юстирована в нормальном положении, соответствующем направлению резания на столике алмазной пилы. Это можно сделать при помощи прямоугольной призмы, прикрепленной к доске в нормализированном положении, которое фиксируется направляющими штифтами. Разрезание на пиле тогда происходит с точностью около 20—30′. В работе [43] описывается также и приспособление для измерения нарезанных пластинок. Угол отклонения от требуемого направления можно прямо отсчитывать по шкале.

4.2 ИЗМЕРЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ И ПОДВИЖНОСТИ

Проводимость измеряется как отношение плотности тока к электрическому полю. При этом необходимо соблюдать следующие указания.

а) Измеряемый образец должен иметь определенную геометрическую форму, т. е. призмы или валика.

б) Образец должен быть гомогенным по крайней мере в пространстве между измерительными зондами.

в) Во время измерения температура должна быть постоянной.

г) Напряжение на зондах должно измеряться статически, т. е. либо методом компенсации, либо электростатическим вольтметром; если контакты не являются выпрямляющими и если сопротивление образца мало, то как исключение можно производить измерение обычным вольтметром, который обладает большим входным сопротивлением.

д) Необходимо проверить, имеет ли место пропорциональность между током и напряжением и симметрична ли характеристика.

е) Тепло, выделяемое за счет подводимой электрической энергии во время измерения, должно быть пренебрежительно малым, в противном случае нужно измерять короткими импульсами.

ж) Образец следует экранировать от света, чтобы фотопроводимость не оказывала влияния.

Одновременно с проводимостью на этих пластинках измеряют и эффект Холла. Для этой цели применяют электромагнит с маг-

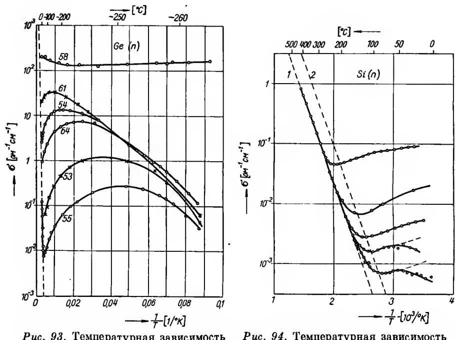


Рис. 93. Температурная зависимость проводимости германия при различных концентрациях доноров

Пунктирная прямая соответствует собственной проводимости. Легировано мышьяком [7]

Рис. 94. Температурная зависимость проводимости кремния с различными примесями

Пунктирная прямая соответствует собственной проводимости [41]. (1) [15]. (2) [7]

нитной индукцией от 0,5 до 1,5 в сек/м² в промежутке от 5 до 8 см. Напряжение Холла измеряют методом компенсации, причем необходимо измерять минимально два раза, изменяя направление магнитного поля.

Иногда применяют переменное магнитное поле с частотой, отличающейся от частоты Холла, и измеряют напряжение поля, частота которого равна разности обеих частот. Произведение проводимости и постоянной Холла определяет подвижность электронов или дырок. Температурные зависимости проводимости гер-

мания и кремния изображены на *рис. 93* и *94*. При помощи одновременного измерения постоянной Холла можно получить сведения о концентрации свободных носителей тока *(рис. 95)*.

Подвижность, которая вычисляется по измерению проводимости и постоянной Холла, называется подвижностью Холла, так как она может иметь немного иные значения, чем подвижность, измеренная непосредственно в электрическом поле (дрейфовая подвижность). Подвижность зависит от совершенства решетки; кристаллы с большей проводимостью вследствие введения доноров и акцепторов обладают меньшей подвижностью. На *рис. 96* и *97* изображены изменения подвижности в зависимости от концентрации примесей.

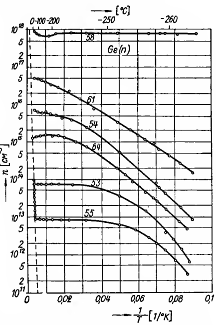


Рис. 95. Температурная зависимость концентрации электронов в германии с различными примесями

Кривые нанесены по результатам измерений, производимых на основании эффекта Холла на тех же образцах, как и для кривых *рис. 93*. На основании обоих измерений можно определить температурную зависимость подвижности. Кристалл легирован мышьяком [7]

В *таб. 11* [1, 2, 3] приведена температурная зависимость подвижности электронов и дырок в совершенном кристалле.

На основании этих новейших измерений необходимо исправить в формулах (3—13а) и (3—13б) выражения для концентрации n_i^2.

В *таб. 12* для сравнения приведены подвижности нескольких полупроводников (при температуре 300 °K).

Таб. 11

	Германий	Кремний
Подвижность электронов	$\mu_n = 4{,}9 \cdot 10^7\, T^{-1{,}66}$	$4{,}0 \cdot 10^9\ T^{-2{,}6}$ [см²/в. сек]
Подвижность дырок	$\mu_p = 1{,}5 \cdot 10^9\, T^{-2{,}33}$	$2{,}5 \cdot 10^8\ T^{-2{,}3}$ [см²/в. сек]

Здесь явно выделяются большие значения подвижности электронов для InSb и InAs. Ввиду этого эти материалы особенно пригодны для конструкции зондов Холла для измерения магнитных полей и т. п.

Таб. 12

Полупроводник	Подвижность электронов [см²/в. сек]	Подвижность дырок [см²/в. сек]
алмаз	1800	1200
кремний	1400	500
германий	3900	1900
серое олово	~ 2000	~1000
AlSb	1200	200
GaAs	4000	> 200
GaSb	4000	850
InP	3400	650
InAs	30000	~ 200
InSb	80000	~1250

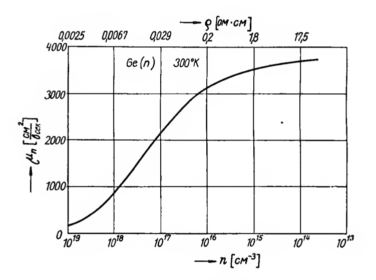


Рис. 96. Зависимость подвижности электронов от концентрации свободных электронов в монокристалле германия n-типа при температуре 300 °K. Соответствующее удельное сопротивление нанесено вверху [7]

Однако подвижность зависит также и от напряженности электрического поля, как об этом сказано во 2-й главе. На *рис. 98* изображена зависимость подвижности электронов в германии от напряженности электрического поля различных температур. Минимальная величина напряженности электрического поля, начиная с которой следует учитывать изменение подвижностей, указана в *таб. 13*.

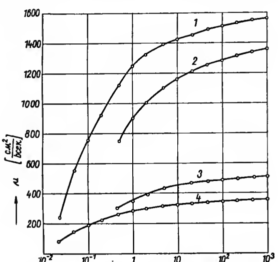


Рис. 97. Зависимость подвижности электронов и дырок от удельного сопротивления кремниевого монокристалла [59]

1 — подвижность электронов (Холла) в кремнии n-типа, 2 — диффузионная подвижность электронов в кремнии p-типа, 3 — диффузионная подвижность дырок в кремнии n-типа, 4 — подвижность (Холла) дырок в кремнии p-типа

Таб. 13

	Германий	Кремпий
Электроны	900 в/см	
Дырки	1400 в/см	7500 в/см

Определение подвижности и проводимости на основании эффекта Холла представляется затруднительным в области собственной проводимости и в прилегающих к ней областях.

При нормальном контроле на производстве проводимость в кристаллах германия и кремния обычно измеряется по методу четырех точек. Применяют четыре вольфрамовых зонда, расположенных в ряд и удаленных один от другого на расстояние $s = 0{,}5 \div 1{,}5$ мм; зонды соприкасаются с поверхностью измеряемого кристалла. Внешние зонды служат для подвода тока i а на внутренчих измеряют (статически или компенсационным методом)

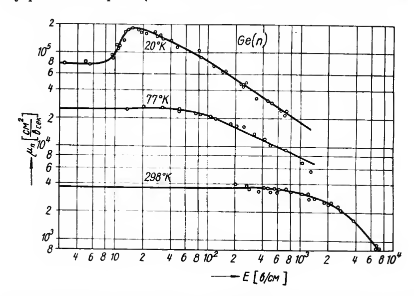


Рис. 98. Зависимость подвижности электронов от напряженности электрического поля для монокристалла германия при различной температуре. Падение происходит приблизительно по закону $\mu_n \sim E^{-\frac{1}{2}}$. Ридер [7]

напряжение U [44]. Удельное сопротивление определяют из уравнения

$$\varrho = 2\pi sU/i \qquad (4-1)$$

Поверхность кристалла должна быть ровной, точно отшлифованной, для того чтобы поверхностная рекомбинация была большой; габариты кристалла должны быть в несколько раз больше расстояния между зондами, чтобы погрешность, вносимая электрическим зеркальным отражением, была небольшой. Зонды вставлены в точно просверленные отверстия в пластинке из изоляционного материала и прижимаются пружинами равномерно к поверхности кристалла.

Применение метода четырех точек значительно расширилось после того, как Смиту [45] удалось вычислить точные корректирующие факторы для тонкой круглой и четырехугольной пластинок. Для четырехугольной пластинки длиной a, шириной d и толщиной w справедливо уравнение:

$$\varrho = \frac{U}{i} \cdot \frac{d}{s} \cdot w \cdot C \cdot F \qquad (4-1а)$$

где C и F — корректирующие факторы, которые приведены в таблицах работы [45]. Большое практическое значение имеет случай, когда имеют место тонкие и узкие четырехугольные пластинки, т. е. должны быть соблюдены условия: $d/s \leqq 1$, $a/d \geqq 4$ и $w/s \leqq 0{,}4$, так как при таких условиях корректирующие факторы C и F настолько приближаются к единице, что ими можно пренебречь, и тогда удельное сопротивление определяется уравнением:

$$\varrho = \frac{U}{\mathrm{i}} \cdot \frac{d}{s} \cdot w \ [\text{ом} \cdot \text{см}] \qquad (4-1б)$$

Метод четырех точек с четырьмя вольфрамовыми зондами пригоден только для измерения германия, а при измерении кремния возникают затруднения с переходными сопротивлениями. В последнем случае можно применить специальный зонд с ртутными контактами [46]. Зонд состоит из плоской пластинки из плексигласа, в которой просверлены четыре канала на расстоянии s друг от друга. Эти каналы наполнены ртутью, которая создаёт надежный контакт, когда весь зонд с прижатой кремниевой пластинкой повернут так, что ртуть под действием своей тяжести затекает в каналы. Переходные слои на поверхности кремниевой пластинки перед измерением пробиваются разрядом конденсатора.

Целые кристаллы измеряются методом двойного зонда. Концы кристаллов снабжают омическими контактами, лучше всего путем нанесения эвтектического сплава Ga-Zn (92% Ga), и пропускают ток i, который в месте x создает плотность тока $I = i/F$, где F — сечение кристалла в месте x. Затем измеряют падение напряжения в направлении оси кристалла x при помощи двух зондов, которые удалены друг от друга на расстояние Δx (2—5 мм). Напряжение на зондах ΔU измеряют компенсационным методом; это напряжение является мерой для напряженности электрического поля $E = \Delta W$. Δx. Удельное сопротивление определяется уравнением

$$\varrho = \frac{E}{I} = \frac{\Delta U}{\Delta x} \cdot \frac{F}{i} \quad [\text{ом} \cdot \text{см}] \qquad (4-2)$$

У кристаллов, изготовленных методом вытягивания или зонной очистки, диаметр довольно равномерный и точность результата, полученного из уравнения (4—2) является достаточной. Однако нужно учитывать радиальное изменение сопротивления, что часто имеет место у кремниевых кристаллов, изготовленных в вакууме.

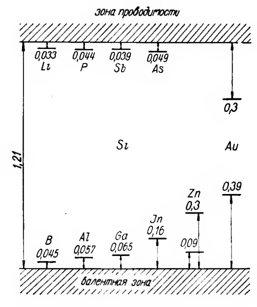


Рис. 99. Распределение уровней доноров и акцепторов в запретной зоне кремния (приписанные числа обозначают энергию в [эв] [5]

Интересно, что это измерение удельного сопротивления на целых кристаллах аналогично с измерением подвижности. Дело в том, что можно измерять подвижность Холла на целых кристаллах без необходимости предварительного трудоемкого разрезывания кристалла на пластинки. Вполне достаточно измерить угол Холла Θ, для которого справедливо уравнение

$$\operatorname{tg}\Theta = \frac{E_y}{E_x} = -\mu_H B_z \quad (4-3)$$

Здесь $E_y = U_H/2r$, где U_H — напряжение Холла, измеренное между зондами Холла, удаленными друг от друга на расстояние $2r$, а $E_x = \Delta W/\Delta x$ — падение напряжения вдоль оси кристалла, получаемое при прохождении тока. B_z — магнитная индукция перпендикулярно к направлению тока и к прямой, соединяющей контакты Холла. Простое приспособление для измерения подвижности Холла μ_H на целых кристаллах Ge и Si описано в работе [47]. Было определено, что радиальное изменение сопротивления кристалла не имеет влияние на точность измерения, когда μ_H можно принимать за линейную функцию ϱ.

4.3 ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В ЗАПРЕТНОЙ ОБЛАСТИ

Ширина запретной зоны определяется по наклону прямой $\log \sigma = f(1/T)$ для области собственной проводимости, а быстрее может быть определена посредством оптического метода измерения абсорбционной границы. Однако в последнем случае необходимо

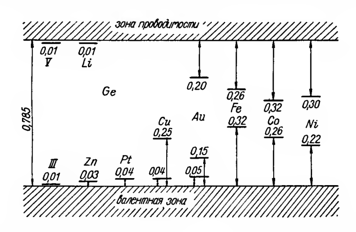


Рис. 100. Распределение уровней доноров и акцепторов в запретной зоне германия (приписанные числа обозначают энергию в [эв]) [5]

контролировать, соответствует ли измеряемая абсорбционная граница длинноволновой границе фотопроводимости и не зависит ли ее положение от примесей. Этот метод имеет преимущество в том, что его можно применить к поликристаллическому материалу и к материалу, содержащему примеси.

Аналогично можно измерить также энергию активации ΔE доноров и акцепторов. Для простых доноров в материале n-типа является справедливым уравнение

$$\frac{n n_{\mathrm{Di}}}{n_{\mathrm{Du}}} = (2\pi m k T/h^2)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp(-\Delta E/kT) \qquad (4-4)$$

где n_{Di} — концентрация ионизированных доноров,
n_{Du} — концентрация неионизированных доноров,
n — концентрация электронов.

Если измеряют температурную зависимость проводимости в области, где только часть доноров ионизирована, то будет справедливым

$$n \ll n_{\mathrm{Du}}, \quad n_{\mathrm{Du}} \cong (n_{\mathrm{D}} - n_{\mathrm{A}}) \quad \text{и} \quad n_{\mathrm{Di}} \cong n_{\mathrm{A}},$$

где n_D — общая концентрация доноров и n_A концентрация компенсирующих акцепторных уровней, так что получим

$$n = \frac{n_D - n_A}{n_A} \cdot (2\pi mkT/h^2)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp(-\Delta E/kT) \qquad (4-5)$$

Величина ΔE определяется из зависимости $\log(n/T^{\frac{3}{2}}) = f(1/T)$. Влияние компенсированных примесей было учтено только в последнее время при определении ΔE [5]. До этого только учитывали $\sigma = A \exp(-\Delta E/2kT)$, где влияние компенсированных примесей не проявляется.

Приводим несколько значений [6] энергии активации доноров и акцепторов в германии и кремнии *(таб. 14)*.

Таб. 14. Величины энергии активации доноров и акцепторов в германии и кремнии

Элемент	Тип	E (эв)	Элемент	Тип	E (эв)
в германии					
B	A	0,0104	Au(1)	D	0,05
Al	A	0,0102	Au(2)	A, R	0,15
Ga	A	0,0108	Au(3)	A, T	0,60
In	A	0,0112	Ni(1)	A, R	0,23
P	D	0,0120	Fe(1)	A, R	0,34
As	D	0,0127	Fe(2)	A, T	0,51
Sb	D	0,0096	Co(1)	A, R	0,25
Li	D	0,0093	Co(2)	A, T	0,47
Zn	A	0,029	Mn(1)	A, R	0,16
Cu(1)	A, R	0,25	Mn(2)	A, T	0,43
Cu(2)	A	0,040	**Pt**	**A**	0,04
в кремнии					
B	A	0,045	As	D	0,049
Al	A	0,057	Sb	D	0,039
Ga	A	0,065	Li	D	0,033
In	A	0,16	Au(1)	D	0,88
P	D	0,044	электронные ловушки (1)	D, T	0,57
			электронные ловушки (2)	D, T	0,79

Символы: D = донор, A = акцептор, R = центр рекомбинации, T = место захвата для неосновных носителей (вероятно двойной донор или акцептор). Энергия доноров берется от нижнего края зоны проводимости, акцепторов от верхнего края валентной зоны. Положение этих уровней в зонной модели изображено на *рис. 99* и *100*.

Указанные величины действительны при предположении, что концентрации доноров и акцепторов так малы, что отдельные сферы воздействия примесей не перекрываются взаимно. Так как пролеты электронов или дырок примесей со слабой связью весьма велики (см. главу 2), то и сравнительно небольшие концентрации начинают оказывать неблагоприятное влияние.

Критическая концентрация доноров для германия будет $n_D = 1{,}2 \cdot 10^{17} \cdot \text{см}^{-3}$, а для кремния $n_D = 1{,}8 \cdot 10^{18} \cdot \text{см}^{-3}$ [9], что можно вычислить по теоретическому соотношению

$$d/r_1 = \ln 6\,(d/r_1 + 1) \qquad (4-6)$$

где

$$r_1 = r_0/b \qquad (4-7)$$

d — критическое расстояние, так что критическая концентрация настает при $1/d^3$.

Таб. 15. Свойства кремния и германия

	Ширина запретной зоны при 0 °K эв	Ширина запретной зоны при 300 °K эв	Температурная зависимость dE/dT эв/°C	Диэлектрическая постоянная ε
Кремний	1,21	1,09	$-4{,}2 \cdot 10^{-4}$	11,6
Германий	0,785	0,65	$-4{,}2 \cdot 10^{-4}$	16,0

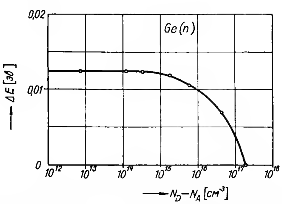


Рис. 101. Ионизационная энергия доноров как функция концентрации доноров в монокристалле германия n-типа [10]

На *рис. 101* изображено совпадение измеренных величин с результатом теоретического расчета [10]. В тот момент, когда критическое расстояние d будет превышено, электроны смогут пере-

Таб. 16. Свойства полупроводников $A^{III}\ B^{V}$

Полупроводник	Точка плавления °C	Ширина запретной зоны при °K эв	Ширина запретной зоны при 300 °K эв	Температурная зависимость dE/dT эв/°C	Диэлектрическая постоянная ε
AlP	—	—	3	—	—
AlAs	—	—	2,2	—	—
AlSb	1060	1,6	1,5	$-3 \cdot 10^{-4}$	10,1
GaP	—	—	2,4	$-5{,}5 \cdot 10^{-4}$	8,4
GaAs	1240	—	1,1	—	11,1
GaSb	720	0,80	0,7	$-3{,}5 \cdot 10^{-4}$	14
InP	1070	—	1,25	—	10,8
InAs	940	0,47	0,35	$-4 \cdot 10^{-4}$	11,7
InSb	535	0,27	0,18	$-3 \cdot 10^{-4}$	15,9

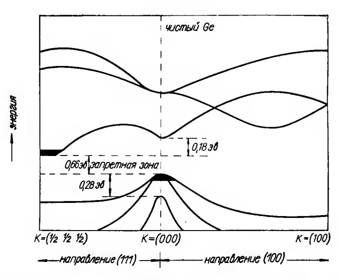


Рис. 102. Энергетические уровни германия по направлению (100) и (111). Уровни, которые при комнатной температуре заполнены электронами и дырками, обозначены черной затушевкой [13]

мещаться прямо от одного донора к другому и поэтому простой энергетический уровень доноров расширится в зону, а это значит, что энергия активации $\Delta E = 0$ *(рис. 101)*.

Из многих опытов и измерений в настоящее время известно, что структура зонной модели германия и кремния значительно

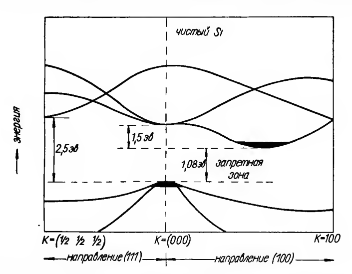


Рис. 103. Энергетические уровни кремния по направлению (100) и (111). Заполненные уровни (при 300 °K) обозначены черной затушевкой [13]

сложнее, чем предполагали сначала. Результаты опытов с циклотронным резонансом [11] и результаты теоретических расчетов [12] приведены на *рис. 102* и *103*.

Данные для кремния, германия и других полупроводников приведены в *таблицах 15* и *16*. Однако необходимо подчеркнуть, что точность приведенных величин не во всех случаях достаточно большая и что данные различных авторов часто не совпадают. Новейшие результаты, полученные при измерении соединений $A^{III}B^{V}$, читатель найдет в сборнике работ [48].

4.4 ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ

Для измерения термоэлектродвижущей силы L нужно определить разность потенциалов ΔU между горячим и холодным концами полупроводника, а также разность температур ΔT между

измеряемыми местами. Тогда $\alpha = \Delta U / \Delta T$. При этом полупроводник имеет форму призмочки или валика, зажатого между двумя металлическими электродами, обычно медными, которые обладают различной температурой, обусловленной встроенными электронагревателями. Температура измеряется при помощи термопары из тонкой проволоки. Вводы термопары служат одновременно в качестве контактов для измерения термоэдс исследуемого полупроводника. Погрешности могут возникнуть вследствие несовершенства теплового контакта между металлическими частями и полупроводником, особенно если полупроводник обладает большой теплопроводностью, как это имеет место в германии и кремнии. В таких случаях Тауц [20] рекомендует монтировать призмочку германия так, чтобы одна половина находилась в жидкости термостата, а вторая половина образца в другом сосуде с жидкостью, имеющей иную температуру. При основательном перемешивании (обтекании) жидкостей можно измерять и весьма хорошо проводящий материал. Измерение термоэлектродвижущей силы следует производить без прохождения тока, чтобы переходные сопротивления не влияли на результаты измерения. Обычно термоэлектрический эффект используется только для быстрого определения типа проводимости по знаку термоэдс.

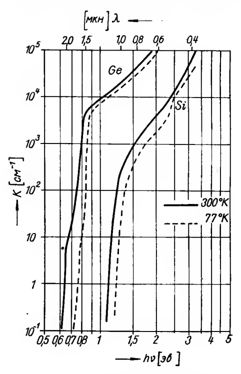


Рис. 104. Зависимость абсорбционной постоянной K от энергии света $h\nu$ для чистого германия и чистого кремния [17]

4.5 ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Абсорбцию света измеряют главным образом как функцию длины волны. Образцом для измерения служит тонкая пластинка с точно определенной толщиной. Поверхность пластинки должна быть совершенно ровной и отполированной; в противном

случае при материале с большим показателем преломления нельзя получить более точных значений. Точно также и угол клина должен быть минимальным. На *рис. 104* изображено измерение абсорбционной постоянной для германия и кремния. Из абсорбционной кривой можно получить данные об энергетических уровнях в кристалле. На *рис. 105* схематически изображены возможные оптические переходы электронов в германии. Здесь видно, что соотношения не так просты, а поэтому нет ничего удивительного в том, что интерпретация абсорбционной кривой является сложной и что согласие теории с полученными практическим путем кривыми существует только в грубых чертах. Абсорбционные спектры германия и кремния, которые содержат примеси, еще сложнее. Они содержат в дальней инфракрасной области абсорбционные полосы, по которым можно судить об энергетическом уровне этих примесей в запретной области.

Фотоэффект измеряется либо на гомогенных образцах, либо на p-n-переходе. Фотопроводимость значительна и особенно при очень низких температурах доходит до больших значений. При температуре жидкого водорода кремний чувствителен к длинноволновым излучениям вплоть до 10 мкн. Также и германий с примесью золота ведет себя подобно. Например, у кремния измеряется содержание растворенного кислорода в кристалле посредством абсорбционной полосы около 9 мкн.

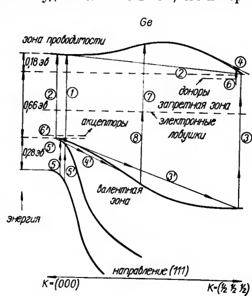


Рис. 105. Схематическое изображение возможных оптических переходов электронов в германии. Схематическое изображение зон сравни с *рис. 102*

1. Разрешенный прямой переход из валентяой аоны в зону проводимости. *2.* Косвенный переход из близкого нрая валентяой зоны в близний край зоны проводимости. После оптического перехода следует действие фонона. *3.* Косвенный переход из близкого нрая валентной зоны в близкий край зоны проводимости. Оптичесний переход из отдаленного края валентной зоны в близкий край зоны проводимости сопровождается сначком в дырку из нрая валентной зоны аа счет взаимодействия с фононом. *4.* Косвенный переход внутри валентной зоны. *4'.* Косвеииый переход внутри зоны проводимости. *5,5', 5''.* Прямые переходы между компонентами валентиой аоны. *6.* Переход из уровня доноров. *6'.* Переход на уровне акцепторов. *7.* Переход из глубоно расположенной ловушки алектронов. *8.* Переход в элентронные ловушки [9]

4.6 ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Рекомбинация электронов и дырок может протекать различно.

а) Прямая рекомбинация без излучения светового кванта; энергия передается решетке в качестве фонона. Это — явление обратное образованию свободных носителей тока за счет тепловой энергии.

б) Прямая рекомбинация, при которой энергия излучается в качестве фотона. Это — обратное явление, отвечающее фотоэлектрической ионизации.

в) Прямая рекомбинация посредством столкновений второго порядка, когда электрон и дырка рекомбинируют и передают энергию третьей частице, вследствие чего она приобретает бо́льшую энергию.

г) Косвенная рекомбинация через рекомбинационный центр. Этот механизм обусловлен сначала захватом неосновных носителей центром захвата, который после этого действует как ловушка основных носителей. Освобожденная энергия передается либо в качестве фотона, либо может служить для освобождения дальнейших носителей.

При этом является интересным то обстоятельство, что время жизни дырок может быть неодинаковым с временем жизни электронов. Например, неосновные носители могут быть временно захвачены центрами захвата, откуда могут быть за счет тепловой энергии вновь освобождены, и только после этого происходит рекомбинация. Такой захват и тепловое освобождение неосновных носителей может повторяться несколько раз, пока, наконец, не произойдет рекомбинация. Однако и основные носители могут быть на время захвачены и затем вновь освобождены.

Разница между центром рекомбинации и ловушкой заключается в различии активного сечения центра для основных носителей и центра для неосновных носителей. Центры рекомбинации имеют большое активное сечение для обоих видов носителей; тогда как центры захвата (ловушки) имеют большое активное сечение только для одного вида носителей. Малое активное сечение центра часто обусловлено действием силы отталкивания Кулона между центром и свободным носителем.

Полупроводниковые материалы можно характеризовать двумя видами времени жизни, а именно временем диффузии и временем проводимости. Время диффузии, другими словами время жизни неосновных носителей, это — среднее время совместного существования свободного электрона и свободной дырки, которые

только таким образом могут участвовать в диффузионных процессах. Этим временем жизни определяются свойства p-n-переходов, транзисторов и других устройств, которые зависят от диффузионных процессов. Время проводимости, это — время свободного существования по крайней мере одного вида носителей, который участвует в прохождении тока. К этому времени относится также и время, в продолжение которого одна из частиц пары электрон-дырка связана центром захвата. Этим временем жизни

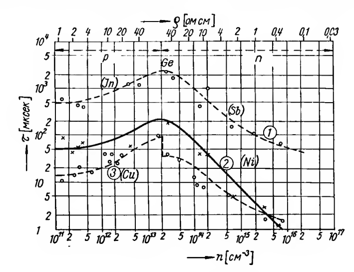


Рис. 106. Зависимость времени жизни неосновных носителей тока от концентрации электронов в монокристалле германия

Кривая *1* построена по результатам измерения кристаллов, легированных индием или сурьмой. В случае, выраженном кривой *2*, было еще прибавлено 3 мг Ni; в случае, выраженном кривой *3*, было еще прибавлено 30 мг Cu [19]

определяется величина фотоэффекта собственного полупроводника и других явлений, которые зависят от изменений проводимости. Время проводимости больше или по крайней мере одинаково с диффузионным временем жизни.

Измерительные методы зависят от сорта материала и от вида времени жизни. Время проводимости может быть измерено непосредственно на собственном полупроводнике посредством определения постоянной времени или абсолютного значения фотопроводимости [22].

Время жизни неосновных носителей измеряется посредством определения зависимости концентрации вводимых неосновных

носителей тока от времени или посредством определения диффузионной длины [23], или же косвенно посредством фотоэлектромагнитного явления [24 ÷ 26].

Посредством определения диффузионной длины можно измерить время жизни $\tau > 1$ мксек, тогда как посредством фотоэлектромагнитного явления граница измерения находится около 10^{-10} сек.

Верхняя граница времени жизни неосновных носителей предполагается, исходя из оптических постоянных, 0,3 сек для германия [5, 27] и 3,5 сек для кремния [28]. Бо́льшее время жизни вследствие малой рекомбинации за счет оптических переходов еще не измерялось. Однако экспериментально было доказано [29], что оптические переходы возможны. Хайнес и Бригс даже измерили спектральное распределение излучаемого света при рекомбинации электронов и дырок в германии. В *таб. 17* приведены некоторые данные.

Таб. 17. Время жизни неосновных носителей тока

Полупроводник	n_i см$^{-3}$	r см$^{-3}$ сек$^{-1}$	$\tau_r = \frac{n_i}{2r}$ сек	τ сек
Si	$1,4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{9}$	3,5	$\sim 10^{-3}$
Ge	$2,9 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{13}$	0,3	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$
PbS	$2,9 \cdot 10^{15}$	$1,4 \cdot 10^{20}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$
PbSe	$2 \cdot 10^{17}$	$3,3 \cdot 10^{22}$	$\sim 3 \cdot 10^{-6}$	—
PbTe	$6 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{22}$	$\sim 1,7 \cdot 10^{-6}$	—
InSb	$2,2 \cdot 10^{16}$	$2,6 \cdot 10^{22}$	$\sim 4 \cdot 10^{-7}$	$\sim 1 \cdot 10^{-7}$

Здесь n_i — инверсионная концентрация носителей,
r — скорость рекомбинации,
τ_r — теоретическая величина времени жизни,
τ — измеренная величина времени жизни.

Для германия различные методы измерения дают одинаковые величины времени жизни; точно также и времена жизни диффузии и проводимости получаются одинаковыми. Из этого следует, что в данном случае время жизни обусловлено, главным образом, косвенной рекомбинацией на таких рекомбинационных центрах, как например, на несовершенстве решетки и на химических примесях. Например, загрязнение кристалла германия медью с концентрацией 10^{13} см$^{-3}$ или никелем с концентрацией 10^{12} . см$^{-3}$ ограничивает величины времени жизни очень радикально [19]. Результаты, полученные Бартоном и др. приведены на *рис. 106*.

Увеличенное активное сечение этих загрязнений для дырок находится в согласии с тем, что Cu и Ni действуют как акцепторы. Точно также Fe и Co обладают свойствами рекомбинационных центров, которые в значительной степени сокращают время жизни. Однако прежде всего с практической точки зрения очень неблагоприятным является присутствие меди, так как она обладает к тому же еще необычно большим коэффициентом диффузии. Так называемые тепловые акцепторы, которые превращают n-тип в p-тип (при обжиге кристалла германия в температуре около 500 °C), вероятно возбуждены за счет влияния незначительных примесей меди. Медь либо наносится на поверхность загрязнением (например, водой), либо она уже находится в кристалле и активируется при обжиге.

Благодаря совершенствованию технологии, время жизни неосновных носителей тока в кремнии постоянно увеличивается и в настоящее время достигает порядка 10^{-3} сек.

В дальнейшем тексте мы опишем несколько основных способов измерения времени жизни неосновных носителей тока.

4.61 ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ВАЛЬДЕСА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ [23]

Это — статический метод, при котором измеряется локальное распределение концентрации возбужденных за счет фотоэффекта неосновных носителей тока, т. е. диффузионная длина.

Принцип этого метода заключается в том, что узкая полоса света, падающая на поверхность германия, освобождает пары электрон-дырка и концентрация неосновных носителей тока измеряется как функция расстояния от места освобождения. В качестве детектирующего электрода неосновных носителей тока служит обычно точечный контакт, к которому приложено напряжение в обратном направлении. Этот контакт находится на расстоянии r от центра светового пятна и перпендикулярно к нему. Расстояние r измеряется при помощи микрометрического винта. Падающий свет прерывается с низкой частотой, что дает возможность измерять фототок при помощи переменного усилителя и одновременно с тем выделяется и постоянная составляющая тока. При достаточно низком напряжении на коллекторе ток пропорционален концентрации неосновных носителей тока [30].

Обычно точечный контакт коллектора формируют электрическим путем, чтобы улучшить соотношение сигнала к шуму и чтобы основные носители тока не оказывали влияния. Все уст-

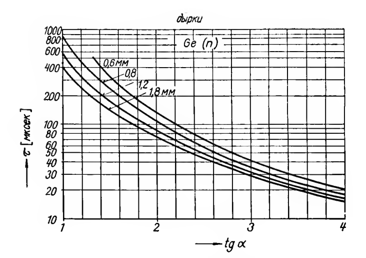


Рис. 107. Вспомогательная диаграмма для определения времени жизни дырок Т по методу Вальдеса

Кривые для германия n-типа. Параметр *r* [мм] относится к расстоянию точки, в которой измеряется касательная, от места контакта точечного коллектора

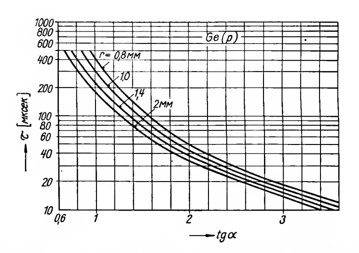


Рис. 108. Вспомогательная диаграмма для определения времени жизни электронов по методу Вальдеса

Кривые германия p-типа. Параметр *r* *см. рис. 107.*

ройство расположено на оптической полке с зеркальной оптикой для устранения хроматической аберрации линз, которая может быть причиной погрешностей вследствие влияния недопустимой ширины светового пятна. Поверхность кристалла должна быть

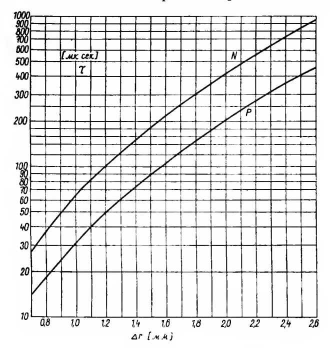


Рис. 109. Вспомогательная диаграмма для приближенного определения времени жизни по методу Вальдеса

Время жизни дырок в германии n-типа и электронов в германии p-типа (кривая 2) определяется на расстоянии r, в интервале которого фотоэффект падает до 1/10

такой, чтобы поверхностная рекомбинация была пренебрежительно малой; толщина кристалла должна быть в несколько раз больше диффузионной длины, а длина и ширина его должны быть в несколько раз больше светового пятна. Ширина последнего должна быть по возможности наименьшей, приблизительно от 0,05 до 0,1 мм.

Для практической оценки пользуются вспомогательными кривыми на *рис. 107* и *108*. Время жизни отсчитывается в микросекундах, если известен угол наклона $\operatorname{tg} \alpha = 2{,}3\ \Delta \log i/\Delta r$ на расстоянии r_1.

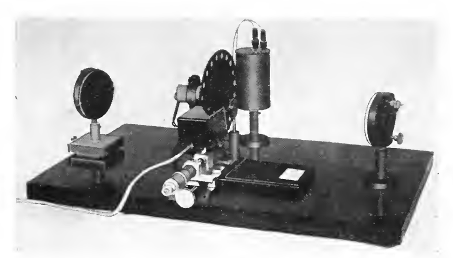


Рис. 110. Устройство для измерения времени жизни неосновных носителей тока в германии по методу Вальдеса

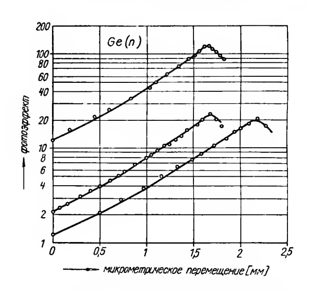


Рис. 111. Фототок как функция расстояния освещенного места от точечного коллектора

Германий n-типа, различная интенсивность освещения и различное напряжение смещения на коллекторе. Фотоэффект выражен в любых единицах. Расстояние следует отсчитывать от максимума кривых

В большинстве случаев измерений, когда не придают особенно большого значения точности, можно аппроксимировать все решение в одноразмерной модели экспоненциальной функцией, а диффузионная длина определяется прямо на полулогарифмической диаграмме по углу наклона. В грубых чертах τ определяется посредством отсчета расстояния между двумя значениями фототока в отношении 1 : 10. Время жизни отсчитывается по диаграмме на *рис. 109* или еще проще эта зависимость переносится на вычислительный механизм, где время жизни отсчитывается непосредственно, для чего поворачивают устройством механизма таким образом, чтобы фототок уменьшился до 0,1 части первоначального значения.

На *рис. 110* изображено устройство, которое предназначено для быстрого ориентировочного измерения на производстве. *Рис. 111* указывает результат такого измерения.

4.62 МЕТОД МОДУЛЯЦИИ ПРОВОДИМОСТИ [32]

Метод основан на наблюдении изменения проводимости, вызванной введением избыточных неосновных носителей тока. Применяют два импульса в прямом направлении диодного контакта, расстояние между которыми можно произвольно менять. Введение избыточных носителей при первом импульсе проявляется в виде выброса напряжения на переднем фронте импульса, которое далее падает до определенного равновесного значения. После окончания возбуждающего импульса рекомбинация продолжается. Второй импульс в зависимости от интервала времени между ним и первым импульсом показывает состояние избыточных носителей тока, количество которых уменьшается вследствие рекомбинации. Пик второго импульса меньше пика первого, причем его величина находится в зависимости от количества оставшихся после первого импульса избыточных носителей тока. При увеличении интервала времени между первым и вторым импульсом

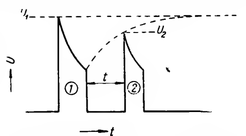


Рис. 112. Форма импульсов тока при измерении времени жизни методом модуляции проводимости

1. Первый возбуждающий импульс. 2. Измерительный импульс. [32]

вершина выброса второго импульса описывает экспоненциальную кривую, которая изображена на *рис. 112*.

По этой кривой в зависимости от времени можно определить время жизни. Метод является простым, удобным и быстрым. Образцы для измерения быстро приготовляются посредством травления и установки вольфрамового контакта.

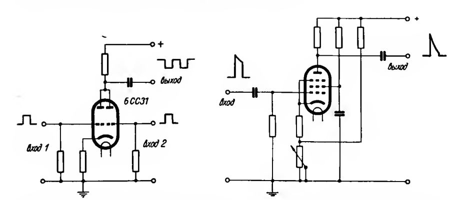


Рис. 113. Схема для смешения импульсов, собранная на двойном триоде

Рис. 114. Схема ограничительной ступени

Измерительная аппаратура состоит из двух генераторов импульсов, запускаемых либо одновременно, либо отдельно общим синхронизирующим источником. Оба генератора обладают переменной задержкой импульса от 2 до 2000 мксек, ширина выходных импульсов также изменяется в этих пределах. Частота повторения импульсов регулируется от 30 гц до 8 кгц. Выходное напряжение импульсов можно переключать с положительных на отрицательные значения. В качестве смесителя обоих импульсов применяется двойной триод, на сетки которого приводят импульсы генераторов с различной задержкой времени. Таким образом можно получить очень короткие интервалы времени между двумя импульсами, практически ограниченные только передним фронтом импульсов *(рис. 113)*. Положительные выходные импульсы приводятся на сетку лампы усилителя мощности класса С, так что постоянная составляющая тока отсутствует. Последовательно с этой лампой включен исследуемый образец (диод в прямом направлении). Выходной импульс подводится от измеряемого образца к лампе, у которой имеется регулируемое напряжение смещения *(рис. 114)*, так что часть импульса можно ограничить.

Ограничение сигнала может быть получено также и диодом с напряжением смещения. Ограниченный сигнал усиливается и подключается к синхроскопу. На *рис. 115* изображен осциллографический снимок. Оценка происходит непосредственно на экране электроннолучевой трубки с соответствующей масштабной сеткой.

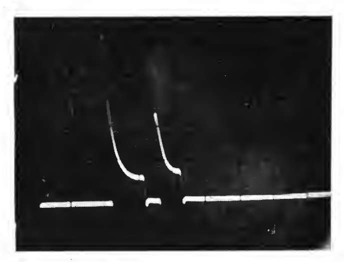


Рис. 115. **Осциллограмма измерения времени жизни по методу модуляции проводимости.**

4.63 ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ НА p-n-ПЕРЕХОДЕ

Для контроля качества переходов измеряют эффективное время жизни неосновных носителей непосредственно на переходе при помощи импульсного метода [34].

К переходу подключают импульс в прямом направлении. При этом можно применить точечные диоды или транзисторы, не ограничивая их дальнейших рабочих способностей. Последовательно с измеряемым переходом включен вакуумный диод таким образом, чтобы он пропускал измерительный импульс на p-n-переход. После окончания импульса вакуумный диод прерывает активную связь между генератором импульсов и измеряемым переходом. Напряжение на переходе является пропорциональным концентрации неосновных носителей после окончания импульса *(рис. 116)*.

После окончания инжекции неосновных носителей напряжение падает мгновенно вследствие внутреннего сопротивления, а затем линейно уменьшается пропорционально времени и, наконец, уменьшается экспоненциально. Линейная часть используется для определения эффективного времени жизни.

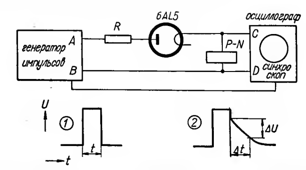


Рис. 116. Схема измерения эффективного времени жизни на p-n-переходах [34]
1. Форма напряжения на зажимах A—B; 2. Форма напряжения на p-n-переходе (зажимы C—D)

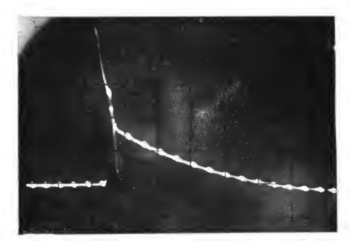


Рис. 117. Осциллограмма измерения эффективного времени жизни неосновных носителей на p-n-переходе (германий) посредством импульсного метода

Для перехода, приготовленного методом Холла, будет

$$\tau = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta U} \tag{4—8}$$

эффективное время жизни обратно пропорционально падению напряжения во времени. Этот метод дает возможность наблюдать влияние травления на качество перехода и т. п. На *рис. 117* изображена осциллограмма, полученная этим методом.

4.64 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПО ФОТОЭФФЕКТУ

Короткий световой импульс, падающий на гомогенный образец полупроводника с невыпрямляющими контактами, увеличивает концентрацию электронов и дырок, так что проводимость образца временно изменяется. При правильных экспериментальных предпосылках проводимость пропорциональна повышенной концентрации. После окончания светового импульса избыточная концентрация падает вследствие рекомбинации, пока не настанет равновесная концентрация. Зависимость проводимости от времени изображена на экране осциллографа [36, 41].

Действительное время жизни определяют посредством наблюдения экспоненциальной зависимости фототока во времени на экране осциллографа. Это эффективное время жизни зависит от поверхности рекомбинации и можно измерять его для одного образца в зависимости от различной обработки поверхности.

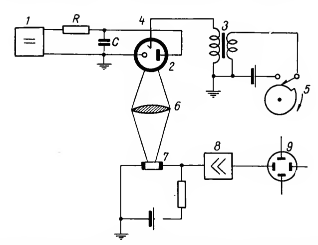


Рис. 118. Схематическое расположение аппаратуры для измерения времени жизни неосновных носителей в германии и кремнии посредством наблюдения проводимости после короткого светового импульса [36]

1 — источник постоянного напряжения 4 кв, *2* — газосветная импульсная лампа, *3* — катушка зажигания, *4* — вспомогательный электрод спуска, *5* — механическое прерывание контакта, *6* — линза, *7* — измеряемый образец, *8* — усилитель, *9* — осциллограф

Хотя принцип и прост, но реализация его довольно затруднительна. Если желаем измерить время жизни, которое составляет минимально 10 мксек, то необходимо, чтобы задний фронт светового импульса был короче 1 мксек, причем точность будет лучше, чем 10%. При этом световой луч должен быть очень интенсивным, чтобы в короткое время его существования (10 ÷ 100 мксек) было возбуждено достаточное количество избыточных носителей тока, в противном случае фотосигнал исчезает в шуме. Реализация такого светового импульса затруднительна. Механическими средствами, т. е. вращающимся диском с небольшим отверстием или вращающимся зеркалом, эти требования выполняются с очень большими затруднениями посредством применения коллекторных электродвигателей с большим числом оборотов и дуговой лампы в качестве источника света. Диск диаметром 50 см, вращающийся со скоростью 6000 об/мин и имеющий отверстие диаметром 5 мм на ободе, дает световой импульс 30 мксек при частоте повторения 100 гц, что уже находится на границе технических возможностей без специальных мероприятий, как помещение вращающегося диска в откаченную камеру и т. п.

Вторая возможность с вращающимся зеркалом хотя с механической и оптической точек зрения более требовательна, но она дает возможность получить световые импульсы на один порядок короче, чем посредством простого диска. Очень эффективным является увеличение окружной скорости посредством многократного отражения от вращающихся и стационарных зеркал [49]. Гарбони, Фогль и Гансен этим способом достигли световых импульсов короче, чем 0,1 мксек. Однако при бóльшей освещенности можно получить время на один порядок короче.

Третья возможность заключается в генерировании коротких световых импульсов посредством газосветной импульсной лампы, наполненной ксеноном (фотовспышка), которая периодически возбуждается электрическими импульсами высокого напряжения. Для этого метода требуется очень громоздкое и сложное вспомогательное устройство. Этот метод описан в литературе [50], однако он не пригоден для времени короче, чем 10 мксек, так как для деионизации газа требуется время порядка мксек. Кроме того, весьма затруднительно добиться эффективной электрической экранировки импульсов высокого напряжения от измерительной аппаратуры, которая обладает чувствительностью порядка нескольких микровольт.

Наконец, можно получить очень короткие световые импульсы посредством разряда конденсатора в воздухе между контактами Mg, но затруднения имеют такой же характер, как и при использовании газосветных импульсных ламп [51].

После обсуждения всех обстоятельств мы полагаем, что механический способ при помощи вращающегося многогранного зеркала для данной цели является самым подходящим и самым простым.

Вместо импульсов можно также применять синусоидально модулированный свет. Экспоненциальная и синусоидальная функции находятся в простой взаимной зависимости, так что оба способа физически эквивалентны. При синусоидальной модуляции существует определенный фазный сдвиг между фототоком и возбуждающим светом. Вследствие фазного сдвига при увеличении частоты света амплитуда фототока понижается.

Поэтому время жизни можно определить тремя способами: либо измерением фазы между фототоком и светом, либо компенсацией фазы при помощи RC-члена, либо измерением падения амплитуды, как функции частоты.

Первый метод, измерение фазы, основанный на выражении $\operatorname{tg} \varphi = \omega\tau$ [52], был использован Ридоутом [53] для разработки полуавтоматического измерителя.

После усиления фотосигнал от измеряемого кристалла подводится к фазному дискриминатору, где он сравнивается с опорным сигналом определенной фазы φ, возбужденным вспомогательной фотоэлектрической цепью с вакуумным фотоэлементом. Выходной сигнал фазного дискриминатора регулирует количество оборотов двигателя, вращающего диск для прерывания света таким образом, чтобы было соблюдено условие $\operatorname{tg}\varphi = \omega\tau$. На валу двигателя находится тахометр, шкала которого градуирована в мксек.

Второй метод, основанный на фазной компенсации, использует часть того же модулированного светового луча для получения на вакуумном фотоэлементе опорного сигнала, который находится в фазе со световым лучом. При помощи RC-члена вводится фазовый сдвиг таким образом, чтобы на экране осциллографа образовалась прямая; тогда $\tau = RC$. Этот способ очень удобен для производственных измерений, так как шкала потенциометра может быть проградуирована непосредственно в микросекундах. Пределы определяются величиной емкости C. Наблюдение на экране выгодно еще и потому, что можно непосредственно наблюдать кривую фотосигнала; сигналы помех, создаваемых наводками сети, и шумы от несовершенных контактов легко различаются и не влияют на результат в такой степени, как это имеет место при отсчете на стрелочном измерительном приборе. В литературе описано много интересных вариантов фазной компенсации.

Последний метод тесно связан со вторым методом и его можно

применить с той же, только немного видоизмененной, аппаратурой. Известно, что амплитуда фотосигнала падает при увеличении частоты, а из теории следует, что при падении амплитуды на 3 дб фазный сдвиг составляет 45°, т. е. $\operatorname{tg}\varphi = 1 = \omega\tau$. Поэтому достаточно только определить частоту, при которой отклонение фотоэффекта падает до 70,7% первоначальной величины, измеренной при очень низкой частоте, где $\varphi = 0$. Тогда $\tau = 1/\omega$.

Эти оптические методы очень просты, не требуют громоздкой аппаратуры и имеют то преимущество, что можно одновременно определить скорость поверхностной рекомбинации и подвижность [52, 58]. Дальнейшее преимущество заключается в том, что можно измерять объемные свойства, для чего по пути светового луча помещают светофильтр в виде тонкой пластинки из того же материала, из которого сделан измеряемый полупроводник. Этот светофильтр задерживает весь видимый свет и пропускает только инфракрасные лучи, которые находятся за абсорбционной границей, так что свет может проникнуть в глубину и избыточные носители тока будут образовываться по всему объему, благодаря чему у толстых образцов можно пренебречь. Влиянием поверхности несмотря на это, нужно помнить, что измеренная величина является так называемым эффективным временем жизни и ее необходимо корректировать на объемное время жизни согласно известным из литературы формулам [53—57]. В кремнии могут возникнуть осложнения, оттого что материал имеет ловушки, которые необходимо заполнить добавочным освещением. Кроме того, нельзя забывать о том, что время жизни, особенно у кремния р-типа, является прямой функцией уровня введенных носителей тока, так что в данном случае показание времени жизни имеет значение только тогда, когда одновременно указывается при какой концентрации носителей тока производилось измерение [58]. Точно также напряженность вспомогательного электрического поля имеет определенное влияние на результат измеренных величин, и главным образом вблизи вводных контактов и вблизи переходов. В общем можно сказать, что основные затруднения заключаются не в измерении, а в интерпретации измеренных величин.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4

1 *Morin, F. J., Maita, J. P.:* Phys. Rev. 94, (1954), стр. 1525.
2 *Prince, M. B.:* Phys. Rev. 92, (1953). стр. 681.
3 *Morin, F. J., Maita, J. P.:* Phys. Rev. 96, (1954), стр. 28.
4 *Seitz, F.:* Phys. Rev. 79, (1950), стр. 372.

5 *Burnstein, E., Egli, P. H.:* The physics of semiconductor materials. Advances in Electronics and Electron Physics; 1—77, 7, Ac. Press. Inc., New York, 1955.
6 *Burton, J.:* Physica 20, (1954), стр. 845.
7 *Conwell, E. M.:* Proc. IRE 40, (1952), № 11, стр. 1327—1337.
8 *Fuller, C. S., Ditzenberger, I. A.:* J. Appl. Phys. 27, (1956), стр. 544—552.
9 *Brooks, H.:* Theory of the electrical properties of germanium and silicon, Advances in electronics and electron physics; 7, стр. 87—177, Ac. Press. Inc., New York, 1955.
10 *Debye, P. P., Conwell, E. M.:* Phys. Rev. 93, (1954), стр. 693—704.
11 *Dresselhans, G., Kip, A. F., Kittel, C.:* Phys, Rev. 92, (1953), стр. 827.
12 *Hermann, F.:* Phys. Rev. 88, (1952), стр. 1210; 93, (1954), стр. 1214.
13 *Hermann, F.:* Phys. Rev. 95, (1955), стр. 847.
14 *Heywang, W., Zerbst, M., Bischoff, F.:* Zur Leitfähigkeit des Siliziums; Naturw. 41, (1954), № 13, стр. 301—302.
15 *Pearson, G. L., Barden, J.:* Phys. Rev. 85, (1952), стр. 680.
16 *Dash, W. L., Taft, E. A., Newman, R.:* Bull. Am. Phys. Soc. 30. V 7 53, (1955).
17 *Dresselhans, G., Kip, A. F., Kittel, C., Wagones, G.:* Phys. Rev. 98, (1955), стр. 556.
18 *Geballe, T., Hull, G. W.:* Phys. Rev. 94, (1954), стр. 1134.
19 *Burton, J. A., Hull, G. W., Morin, W. J., Severiens, J. C.:* Phys. Chem. 57, (1953), № 8, стр. 853—859.
20 *Tauc, J.:* Čs. čas. fys. 3, (1953), стр. 331.
21 *Иоффе, А. Ф.:* Полупроводники в современной физике; Изд. АН СССР, Москва—Ленинград, 1954.
22 *Goucher, F. S.:* Phys. Rev. 78, (1950), стр. 816.
23 *Valdes, L. B.:* Measurement of minority carrier lifetime in germanium; Proc. IRE 40, (1952), стр. 1420—1423.
24 *Moss, T. S.:* Proc. Phys. Soc. London B 66, (1953), стр. 993.
25 *Moss, T. S.:* Physica 20, (1954), стр. 989.
26 *Moss, T. S., Pincherle, L., Woodward, A. M.:* Proc. Phys. Soc. London B 66, (1953), стр. 743.
27 *Van Roosbroeck, W., Shockley, W.:* Phys. Rev. 94, (1954), стр. 1558.
28 *Burnstein, E., Picus, G., Teitler, S.:* см. 5.
29 *Haynes, J. R., Briggs, H. B.:* Phys. Rev. 86, (1952), стр. 647.
30 *Bardeen, J.:* Bell Syst. Techn. Journ. 29, (1950), стр. 469—495.
31 *Jahnke-Emde:* Tafeln höherer Funktionen, Teubner Leipzig, 1948.
32 *Spitzer, W. G., Firle, T. W., Cutler, M., Shulman, R. G., Becker, M.:* Measurement of the lifetime of minority carriers in germanium; J. Appl. Phys. 26, (1955), № 4, стр. 414—417.
33 *Navon, D., Bray, R., Fan, H. Y.:* Lifetime of injected carriers in germanium; Proc. IRE 40, (1952), № 11, стр. 1342—1347.
34 *Lederhandler, S. R., Giacoletto, L. J.:* Measurement of minority carrier lifetime and surface effects in junctions devices; Proc. IRE 4, (1955), стр. 477.—483.
35 *Schultz, M. L., Morton, G. A.:* Photoconduction in germanium and silicon; Proc. IRE, XII, (1955), стр. 1819—1828.
36 *Stevenson, D. T., Keyes, R. J.:* Measurement of carrier lifetimes in germanium and silicon; J. Appl. Phys. 26, (1955), № 2, стр. 190—195.
37 *Haynes, J. R., Shockley, W.:* Phys. Rev. 81, (1951), стр. 835.
38 *Goucher, W. S.:* Phys. Rev. 81, (1951), стр. 475.
39 *Pell, W. M.:* Phys. Rev. 90, (1953), стр. 278.
40 *Many, A.:* Proc. Phys. Soc. London, B 67, (1954), стр. 9.

41 *Haynes, J. R., Hornbeck, J. A.:* Phys. Rev. 90, (1953), стр. 152.
42 *Wolff, G. A., Wilbur, jr. J. M., Clark, J. C.:* Elektrochemie 61, (1957), стр. 101—106.
43 *Frank, H.:* Orientace monokrystalů germania a křemíku optickou metodou; Čs. čas. fys. 8, (1958), стр. 614—617.
44 *Valdes, L.:* Proc. IRE 42, (1954), стр. 420.
45 *Smits, F. M.:* Bell Syst. Techn. J. 37, (1958), стр. 711—718.
46 *Frank, H.:* Čtyřbodová sonda s rtuťovými kontakty pro stanovení měrného odporu křemíku; Čs. čas. fys. 9, (1959), стр. 173—177.
47 *Frank, H.:* Čs. čas. fys. 9, (1959).
48 Сборник статей, Новые полупроводниковые материалы, под ред. В. Т. Коломийца, Изд. ин. лит., Москва, 1958.
49 *Garbuny, M., Vogl T. P., Hansen J. R.:* Method for the generation of very fast light pulses; Rev. Sci. Instr. 28, (1957), стр. 826—827.
50 *Armstrong, H. L.:* Pulsed light test minority carrier life; Electronics VIII, (1957), стр. 157.
51 *Johnson, E. O., J. Appl:* Phys. 28, (1957), стр. 1349—1353.
52 *Pauw, L. J. van der:* Analysis of the photoconductance in silicon; Phil. Res. Rep. 12, (1957), стр. 364—376.
53 *Ridout, M. S.:* Measurement of minority carrier lifetime by the phase-shift of photoconductivity; Halbleiter und Phosphore, Vieweg-Braunschweig, (1958), стр. 408—412.
54 *Geppert, D. V.:* USA patent 2,790.141.
55 *Engler, A. R., Kevane C. J.:* Direct reading minority carrier lifetime measuring apparatus; Rev. Sci. Instr. 28, (1957), стр. 548—551.
56 *Harnik, E., Many A., Grover N. B.:* Phase shift method of carrier lifetime measurements in semiconductors; Rev. Sci. Instr. 29, (1958), стр. 889—891.
57 *Сорокин, О. В.:* Об измерении времени жизни, коэффициента диффузии и скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей тока в тонком полупроводниковом образце; ЖТФ 26, (1956), стр. 2473—2479.
58 *Ridout, M. S.:* Report Meeting Semiconductors; Phys. Soc. IV, (1956), стр. 33—37.
59 *Cronemeyer, D. C.:* Hall and drift mobility in high resistivity single crystal Si, Phys. Rev. 105, (1957), стр. 522—523.

5. ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

В группу двухэлектродных полупроводниковых приборов входят точечные диоды, плоскостные диоды, фотодиоды и фотосопротивления. Диоды в основном применяются для выпрямления переменных токов; в зависимости от применяемой частоты и мощности выпрямленного тока мы различаем самые различные типы, начиная детекторами миллиметровых волн и кончая силовыми выпрямителями в несколько десятков киловатт. В сравнении с другими видами выпрямителей полупроводниковые диоды имеют много преимуществ; основные из них следующие:

1. Полупроводниковые диоды не требуют накала.
2. Почти идеальная характеристика выпрямления.
3. Коэффициент полезного действия обычно достигает $98 \div 99\%$.
4. Небольшие габариты и вес.
5. Очень большая долговечность.
6. Большая эксплуатационная надежность.

5.1 ТОЧЕЧНЫЕ ДИОДЫ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

В историческом отношении этот тип полупроводниковых приборов самый старый: он начал развиваться из точечного детектора с кристаллом галенита во время второй мировой войны, когда для радиолокаторной техники потребовался высокочастотный выпрямитель сантиметровых волн. Вакуумные диоды, которые в свое время вытеснили галенитовый детектор, в этой области не оправдали себя, так как время пролета электронов от катода к аноду больше длительности периода высокочастотного напряжения. Вследствие этого стали снова применять точечный детектор, отдельные части которого были технически переработаны, в результате чего был сконструирован кремниевый точечный диод с неподвижно установленным контактом в цельнокерамическом корпусе *(рис. 119)*. Корпус приспособлен либо для волновода, либо для коаксиальной

линии. Точечный диод состоит из небольшого кристалла, к которому прижато металлическое острие. Эти главные части расположены в корпусе, который защищает и механически укрепляет контакт металл-полупроводник [1, 2].

Кремниевый кристалл имеет проводимость р-типа и удельное сопротивление около 0,01÷0,1 ом. см. Для высокочастотного применения необходимо значительное легирование кремния, чтобы

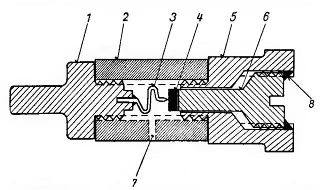


Рис. 119. Конструкция кремниевого точечного диода для очень высокой частоты

1 — контактный стержень (латунь), 2 — керамический корпус, 3 — вольфрамовая проволока, 4 — кремниевый кристалл, 5 — металлическая головка, 6 — кристаллодержатель, 7 — отверстие в корпусе для заливки силиконовым жиром, 8 — фиксировано лаком. Латунные детали посеребрены

влияние емкости запорного слоя в сравнении с активным сопротивлением было пренебрежительно малым. Однако граница определяется условием, чтобы сферы действия отдельных акцепторов не перекрывались, в противном случае энергия активации акцепторов будет иметь нулевое значение и полупроводник превратится в проводник с металлической проводимостью. Слиток разрезается на пластинки толщиной в 1 мм, шлифуется и полируется до высокого блеска. Перед паянием одна сторона кристалла металлизируется никелем или родием. Вторым электродом служит вольфрамовая проволока диаметром от 0,1 до 0,2 мм, имеющая форму буквы S, чтобы контакт лучше пружинил. Один конец проволоки запаивается или приваривается (точечной сваркой) к металлическому электроду, снабженному резьбой. Второй конец определенной длины отрезают и заостряют в электролитической ванне с 25% содержания KOH (катод медный, напряжение около 1 в). Корпус состоит из керамической трубки с резьбой, куда ввинчиваются металлические детали, дающие возможность установить кристалл

и проволоку точно и неподвижно. При правильном изготовлении кристалла его поверхность обладает всюду одинаковой чувствительностью, так что нет надобности искать подходящее место соприкосновения контактного острия. Вольфрамовая проволока после соприкосновения с кристаллом при постоянном контроле электрических параметров ввинчивается немного дальше. Площадь соприкосновения острия составляет около 10^{-6} . $см^2$. Затем происходит механическая формовка путем легкого постукивания, от чего острие занимает устойчивое положение. После этого пространство корпуса заполняется компаундом, который механически фиксирует место соприкосновения и защищает его от пыли и влажности. Компаунд должен иметь определенный коэффициент растяжения и соответствующую точку таяния. Однако лучше всего для заливки применять силиконовый лак, который обладает постоянной вязкостью в очень широких температурных пределах.

Эти диоды могут работать либо в качестве выпрямителей высокой частоты, либо для повышения чувствительности в качестве аддитивного преобразователя. Качество диодного преобразователя определяется потерями преобразования и фактором шума. Выпрямительные свойства точечных диодов, принимая во внимание их запорное напряжение в 1 в, в сравнении с другими диодами не являются значительными, однако диоды работают при высокой частоте, где определение малых высокочастотных энергий является более важным, чем выпрямление большой мощности.

Потери преобразования L определяются как отношение мощности высокочастотного сигнала, поступающего из антенны в преобразователь, к мощности сигнала промежуточной частоты, которую создает преобразователь при условии оптимального согласования как на высокочастотной стороне, так и на стороне промежуточной частоты. Потери преобразования обычно указываются в децибелах и они служат основным критерием качества диода. Эти потери измеряются либо методом приращений, либо методом модуляции. Более подробные сведения читатель найдет в литературе [1].

Второй важной величиной, характеризующей смесительный диод, является фактор шума, который определяется как отношение мощности шумов, которая поступает от преобразователя на вход усилителя промежуточной частоты, к мощности, которую при той же температуре создавало бы активное сопротивление, равное сопротивлению диодного смесителя по промежуточной частоте. Шумовые свойства иногда описываются с помощью «температуры шума». Это означает, что диод создает такую шумовую мощность, какую создавало бы эквивалентное активное сопротивление при

температуре в T раз больше абсолютной температуры. В таком случае T выражает «температуру» шума.

Измерение фактора шума происходит при нормальном рабочем режиме [3]. Ко входу усилителя промежуточной частоты подключают измеряемый диод и сравнивают напряжение шума на выходе усилителя с напряжением шума, создаваемым активным сопротивлением такой же величины, как и сопротивление по промежуточной частоте диода. Затруднения вызывает то обстоятельство, что диоды на промежуточной частоте не имеют одинаковые сопротивления, вследствие чего в волноводе необходимо иметь специальные трансформирующие члены, для того чтобы каждый диод измерялся при одинаковых условиях [3].

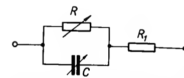


Рис. 120. Эквивалентная схема точечного кремниевого диода

R — переменное сопротивление запорного слоя, C — ёмкость запорного слоя (переменная), R_1 — последовательное сопротивление вводов и кристалла

Потери преобразования и фактор шума характеризуют чувствительность всего приемника. Чувствительность определяется фактором шума F, т. е. отношением шумовой мощности на выходе усилителя промежуточной частоты к такой шумовой мощности, которая создавалась бы на выходе усилителя промежуточной частоты, если бы к шумовой мощности приемника, создаваемой за счет подключенного к его входу сопротивления, он не прибавлял бы никакого дальнейшего шума. Фактор шума определяется уравнением:

$$F = L(T + F_{\mathrm{mf}} - 1) \qquad (5-1)$$

где F_{mf} — фактор шума одного только усилителя промежуточной частоты.

Высокочастотные свойства диода определяются величинами сопротивлений и емкостей, которыми он обладает. На *рис. 120* изображена эквивалентная схема такого диода. Переменное сопротивление R запорного слоя шунтируется ёмкостью C этого слоя. Сопротивление самого кристалла и вводов выражается последовательным сопротивлением R_1. Импеданс Z определяется уравнением

$$Z = R_1 + \frac{R}{1 + \mathrm{j}\omega CR} \qquad (5-2)$$

При сверхвысокой частоте сопротивление R в обратном направлении будет больше, чем $1/\mathrm{j}\omega C$, так что в уравнении (5—2) можно

пренебречь единицей и тогда импеданс в обратном направлении Z_z будет выражен уравнением

$$Z_z = R_1 - \frac{j}{\omega C} \tag{5—3}$$

В прямом направлении справедливо

$$Z_p \cong R_1 \tag{5—4}$$

Потери преобразования диода приблизительно пропорциональны соотношению импедансов в обратном и прямом направлениях, т. е.

$$Z_z/Z_p = 1 - j/\omega C R_1 \tag{5—5}$$

Для того, чтобы потери преобразования были малы, должно быть справедливым выражение

$$\omega C R_1 < 1\,, \tag{5—6}$$

что требует следующего условия

$$C R_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \pi^2 r f}{\sigma x_0} < 1\,, \tag{5—7}$$

принимая во внимание, что сопротивление R_1 определяется главным образом распространением тока от точечного контакта в кристалл, $R_1 = {}^1/_4 r\sigma$, и что ёмкость запорного слоя выражается формулой $C = \frac{S\varepsilon\varepsilon_0}{x_0}$. Здесь S означает площадь контакта металл-полупроводник, r — радиус этой площади, x_0 — толщину запорного слоя и f — частоту.

Для получения благоприятных результатов следует брать радиус r по возможности малым, но не меньше определенной границы в соответствии с механической устойчивостью; поэтому приходится иметь величину σ как можно наибольшей. Однако и это возможно только до определенных пределов, так как полупроводник должен сохранять свои полупроводниковые свойства. Кроме того, с увеличением σ уменьшается толщина запорного слоя x_0, вследствие чего в уравнении (5—7) будет оказывать влияние только $\sigma/2$.

Вследствие вышеупомянутых соображений предел применения этих диодов находится в области миллиметровых волн.

Для получения большего сигнала или лучшего отношения сигнала к шуму иногда применяются два диода, соединенные по двухтактной схеме. Так как держатели диодов в волноводе сконструированы так, что диод может быть вставлен только в одном направлении, то нужно иметь в распоряжении один диод нормаль-

ный и один с обратной полярностью. Этого можно достигнуть либо посредством обратного монтажа контактной проволоки и кристалла в корпус, либо, что проще, применением двойного диода. В данном случае корпус будет симметричным, т. е. у него будут два одинаковых штырька, которые могут быть вставлены в металлическую головку с любой полярностью. [4].

Дальнейшая возможность заключается в том, что для конструкции таких диодов применяют германий, сильно легированный на n-тип. Полярность таких диодов при одинаковом геометрическом расположении будет противоположной полярности кремниевых диодов p-типа.

Таб. 18. Электрические параметры кремниевых точечных диодов для диапазонов в 3 и 10 см (ЧСР)

Тип	21NQ50	22NQ50	23NQ50	31NQ50	32NQ50	33NQ50	34NQ50
Потребляемая мощность [мвт]	—	0,5	0,5	—	1,0	1,0	1,0
Наиб. потери преобразования [дб]	—	8,5	7,0	—	10	8,0	6,5
Наиб. температура шума	—	4,0	2,0	—	3,0	2,7	2,7
Наиб. энергия среднего значения пика просачивающейся мощности при испытании однократным импульсом [вт.-сек]	—	3.10^{-8}	2.10^{-7}	—	3.10^{-8}	1.10^{-7}	3.10^{-8}
Сопротивление по промежуточной частоте r [ом]	200-800	200-800	200-800	200-800	200-800	200-800	200-800
Сопротивление в прямом направлении [ом]	500	500	500	500	500	500	500
Сопротивление в обратном направлении [ом]	5000	5000	5000	5000	5000	5000	5000
Диапазон [см]	3	3	3	10	10	10	10

Таб. 19. Электрические данные кремниевых точечных диодов для 3 и 10 см (СССР)

Тип	ДК-Ц1	ДК-Ц2	ДК-Ц3	ДК-Ц4	ДК-Ц5
Номинальная рабочая длина волны [см]	9,8	9,8	3,2	3,2	3.2
Потери преобразования [дб]	8,5	6,5	8,5	6,5	7
Фактор шума (не более)	2,7	2	2,7	2,7	2
Обратный ток при напряжении 1 в (не более) [мка]	150	250	150	250	100
Наибольшая просачивающаяся мощность при испытании втечение 60 сек [мвт]	200	100	200	100	—
Наибольшая просачивающаяся мощность в импульсе в условиях эксплуатации [мвт]	80	50	50	30	50
Наибольшая энергия среднего значения пика просачивающейся мощности при многократной подаче импульсов [вт. сек]	1.10^{-8}	6.10^{-9}	6.10^{-9}	6.10^{-9}	6.10^{-9}
Наибольшая энергия пика просачивающейся мощности при испытании однократным импульсом длительностью 2,5 . 10^{-9} сек [вт. сек]	2.10^{-7}	2.10^{-7}	2.10^{-8}	6.10^{-8}	3.10^{-8}

Кремниевые точечные диоды в механическом отношении весьма устойчивы. Они выдерживают падение на твердый пол с высоты одного метра без изменения своих электрических величин. Однако они очень чувствительны к электрической перегрузке. Их запорное напряжение составляет только около 1 в и достаточно только наводки напряжения в свободно лежащих диодах, например, электрической искрой при включении выключателем освещения, чтобы они испортились. Ввиду этого их нужно хранить в защитной металлической оболочке (алюминиевая фольга). При импульсной эксплуатации (в приемнике радиолокатора) диоды нагружены только короткими, сильными импульсами, которые не должны превышать приблизительно 10^{-7} втсек; в противном случае диод

Таб. 20. Электрические данные некоторых кремниевых диодов (США)

Тип	1N23B	1N23C	1N23D	1N21B	1N21C
Рабочая частота [Мгц]	9375	9375	9375	3060	3060
Наибольшие потери преобразования [дб]	6,5	6,0	5,0	6,5	5,5
Фактор шума	2,7	2,0	1,7	2‘0	1,5
Сопротивление по промежуточной частоте [ом]	—	325-475	350-450	—	—
Наибольшая энергия среднего значения пика просачивающейся мощности при многократной подаче импульсов [вт. сек]	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$

будет испорчен. Ввиду этого эти диоды применяются только для сверхвысокой частоты, где нет других подходящих детекторов. Их нельзя применять для нормальной работы, например, в радиоприемниках, измерительных устройствах и т. п. В заключение приводим таблицу с данными чехословацких [3] и заграничных кремниевых диодов и преобразователей [1], [4].

5.2 ГЕРМАНИЕВЫЕ ТОЧЕЧНЫЕ ДИОДЫ

В 1942 году С. Бенцер открыл, что достаточно чистые кристаллы германия могут выдерживать длительное обратное напряжение в несколько десятков и даже сотен вольт. Такие диоды могут заменять обычные электровакуумные диоды.

Конструктивные элементы германиевых диодов аналогичны с элементами кремниевых диодов. Это — германиевый кристалл, к которому прилегает острие контакта, и вся система помещена в корпус. Исходный германий основательно очищается и легируется примесями для получения n-типа с таким расчетом, чтобы удельное сопротивление находилось в пределах от 0,1 до 10 ом. см. В зависимости от назначения время жизни берется от 0,1 до 1000 мксек. Более короткое время жизни необходимо для высокочастотных и импульсных диодов; более длинное время жизни не-

обходимо для диодов с большим обратным напряжением при меньшей рабочей частоте. В настоящее время применяют исключительно монокристаллический германий, хотя в начале развития применялся поликристаллический материал. Кристалл обрабатывается на малые пластинки около $1\times1\times0,5$ мм, которые припаиваются к одному электроду. Паяние не вызывает затруднений, если кристалл был предварительно электролитическим путем покрыт медью, никелем или серебром. Поверхность его слегка шлифуется и протравливается. Можно применять также и вольфра-

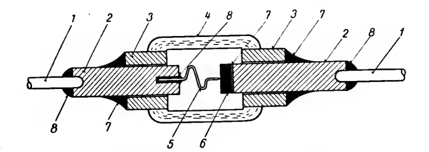


Рис. 121. Германиевый точечный диод в разрезе

1 — медные полуженные вводы, 2 — латунные штырьки, 3 — втулка, 4 — стекло, 5 — вольфрамовая проволока, 6 — германиевый кристалл, 7 — спаянно мягким припоем, 8 — спаянно серебром

мовый контакт, который электролитическим путем заостряется и припаивается или приваривается точечной сваркой ко второму электроду. Оба приготовленные электрода вставляются в стеклянный корпус. Раньше применяли керамические корпусы, в которые электроды ввинчивались, или корпусы бакелитовые. Наименьшие габариты диодов получаются при заливке кристалла и точечного контакта в пластмассу. В таком случае диод представляет собой небольшой шарик диаметром 2 мм, из которого выведены две проволоки диаметром от 0,2 до 0,3 мм. Самая надежная конструкция — это цельностеклянная, при которой проволоки, держащие кристалл и точечный контакт, прямо вплавляются в тонкую стеклянную трубку. Корпус служит для придания механической прочности и для защиты контакта металл-полупроводник от влажности. Техника вплавления является самой надежной, тогда как паяние или клейка не являются так надежными, а бакелитовый корпус практически не применим, так как он впитывает влагу. Место контакта обычно заливают воском или пластмассой, что фиксирует острие контакта и защищает его от влияния влажности.

Выпрямительные свойства контакта металл-полупроводник улучшают так называемой формовкой, которая заключается в том, что после подключения источников питания диод подвергается воздействию нескольких импульсов тока, которые достигают одного ампера. Длительность импульсов небольшая, так как в противном случае контакт может обгореть. Формирующий импульс сильно нагревает место контакта и германиевый кристалл на небольшой поверхности вблизи контакта может перейти в проводимость p-типа, так что выпрямительный эффект проявляется не на контакте металл-полупроводник, а на p-n-переходе. Если мате-

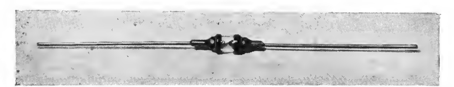


Рис. 122. Германиевый точечный диод типа NN 40

риал острия содержит вещества, вызывающие в германии проводимость p-типа, то действие формовки будет более эффективным. Например, вольфрамовое острие можно электролитическим способом покрыть слоем индия или можно применить золотую проволоку с примесью галлия. Такие диоды не требуют формовки, а достаточно только приварить острие к германию при помощи одного сильного импульса в прямом направлении. Механическая прочность сварных диодов очень велика, а острие фиксировано и при механическом сотрясении не может сместиться. Кроме того, электрические параметры значительно улучшаются. У нормальных точечных диодов прямой ток бывает от 5 до 10 ма при 1 в, а в обратном направлении около 1 ма при 100 в. В противоположность этому сварной диод в зависимости от типа обладает прямым током от 50 до 500 ма при 1 в и в обратном направлении от 10 до 20 мка при 100 в. У такого диода температурная зависимость меньше, стабильность больше, шум меньше и т. д.

Германиевые диоды, обладающие такими параметрами, могут не только конкурировать с электровакуумными диодами, но даже их превосходять. Германиевые диоды имеют в сравнении с электровакуумными следующие преимущества:

а) Германиевый диод не требует накала, у него не может проявляться фон переменного тока и отпадает ёмкость вводов накала.

б) Проводимость в прямом направлении значительно больше, чем у электровакуумных диодов.

в) Емкость электродов очень мала.

г) Небольшие габариты и включение непосредственно в цепь без панельки.

д) Статическая характеристика проходит через начало, т. е. отсутствует начальный ток диодов с подогревным катодом, компенсация которого создает большие затруднения.

е) При выпрямлении малых напряжений германиевый диод гораздо эффективнее, чем вакуумный.

ж) Механическая устойчивость лучше, чем у вакуумных диодов.

з) Долговечность практически не ограничена.

Однако наряду с этим германиевые диоды имеют и недостатки:

а) Неполный выпрямительный эффект, т. е. в обратном направлении течет ток, величина которого зависит от напряжения и типа.

б) Характеристика выпрямления, главным образом для обратного направления, зависит от температуры.

в) Характеристика выпрямления не одинакова для всех диодов.

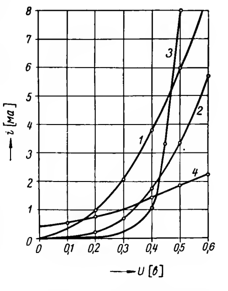


Рис. 123. Вольтамперные характеристики различных точечных диодов в прямом направлении

1 — кремний, 2 — нормальный точечный германиевый диод, 3 — диод с приваренным острием, 4 — вакуумный диод 6AL5 [2]

г) При импульсной работе имеют место переходные явления.

При рассмотрении типовых данных германиевых диодов за различные годы производства видно, что вышеупомянутые недостатки постепенно все более и более устраняются и качество диодов повышается. Наблюдается постоянное увеличение токов в прямом направлении, уменьшение токов в обратном направлении и увеличение обратных напряжений. Температурный предел, который в 1950 году доходил до 50 °C, в настоящее время достиг 85 °C рабочей температуры, у некоторых специальных типов даже 100 °C.

Вырабатываются типы с более узкими допусками и с меньшим разбросом значений у отдельных типов.

Емкость перехода между острием и кристаллом меньше 1 пф, благодаря чему эти диоды могут применяться до 100 Мгц. Так как емкость шунтирует сопротивление запорного слоя, то она должна проявляться в большей степени у диодов с большим обратным

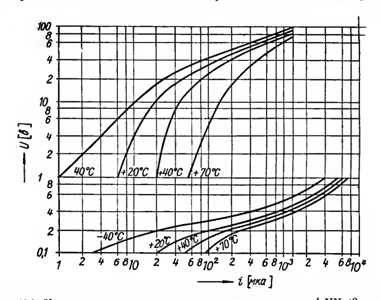


Рис. 124. Характеристики точечных германиевых диодов 4 NN 40 при различных температурах [10]

напряжением, которые имеют бóльшие сопротивления при приблизительно одинаковой емкости.

Долговечность указана различно, от 10 000 до 70 000 часов. При надлежащем обращении, если диод не будет выведен из строя вследствие механической или электрической перегрузки, долговечность практически не ограничена. Поэтому нужно защищать диоды от выбросов напряжений, которые могут легко пробить запорный слой. Точно также и чрезмерный нагрев, в частности при пайке, действует неблагоприятно на диоды. При пайке следует диод держать плоскогубцами так, чтобы был хороший отвод тепла между местом паяния и самым диодом.

Изменение температуры действует таким образом, что с ее увеличением увеличиваются токи в прямом и главным образом

в обратном направлениях. Также и максимальное обратное напряжение уменьшается *(рис. 124)*.

Если диоды подвергнуть термической обработке то их стабильность увеличится. Это искусственное старение имеет большое значение для выпрямительных диодов, применяемых в измерительной технике. До тех пор, пока температура не превышает 120 °С, не возникнут необратимые процессы. Температурная зависимость в известной степени может быть понижена, но нельзя устранить ее полностью. Если диод работает при температуре свыше 100 °С, то следует применять кремниевые плоскостные диоды.

Теоретическое соотношение $i = i_0 [\exp(\alpha U) - 1]$ плохо определяет характеристику выпрямления, что в особенности справедливо для диода с механическим вольфрамовым контактом. Сварные диоды в большинстве случаев ведут себя как p-n-переходы.

В заключение приводим параметры нескольких типов точечных германиевых диодов различного производства. Количество изготовляемых типов диодов весьма велико. Происходит это, с одной стороны, потому что для различных случаев применения требуются различные диоды, с другой стороны, потому что при производстве получается довольно большой разброс параметров, вследствие чего при классификации автоматически получается большое количество типов.

5.3 ПРИМЕНЕНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Современные полупроводниковые диоды, германиевые или кремниевые, имеют большую область применения в электрических цепях; однако следует помнить, что надежность их работы обусловлена следующими двумя предпосылками:

1. Изготовитель должен поставлять диоды, у которых проведены все предписанные испытания.
2. Потребитель диода должен обращаться с ним надлежащим образом и правильно включать его в соответствующую цепь.

Такой полупроводниковый диод может работать несколько десятков тысяч часов; однако при пайке точечных диодов необходимо остерегаться их перегрева, причем паяльник должен быть заземленным, так как в противном случае можно уничтожить диод. Применение полупроводниковых диодов очень обширно, и здесь мы приведем только основные случаи.

Таб. 21. **Точечные германиевые диоды**

Тип	$U_{обр}$ макс. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин. (1 в) ма	i_1 сред. ма	i_1 имп. ма	i_2 макс. (мка) при в	f макс. Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
1 NN 40/41	—	20	5	—	—	100/10	100	1	детектор	ЧСР
2 NN 40/41	—	50	2,5	50	500	1600/50	100	1	универс.	
3 NN 40/41	75	68	5	50	500	50/10	100	1	универс.	
						800/50				
4 NN 40/41	—	85	4	40	500	833/50	100	1	—	
5 NN 40/41	120	100	3	30	500	6/3	100	1	подобрано	
6 NN 40/41	—	20	—	—		625/100	100	1	детектор	
Д 1 А	40	20	2,5	16	—	250/10	150	стеклянный корпус	универс.	СССР
Д 1 Б	45	30	1,0	16	—	250/25	150		универс.	
Д 1 В	45	30	7,5	25	—	250/25			универс.	
Д 1 Г	75	50	5,0	16	—	250/50	150		универс.	
Д 1 Д	110	75	2,5	16	—	250/75	150		уноверс.	
Д 1 Е	150	100	1,0	12	—	250/100	150		универс.	
Д 1 Ж	150	100	5,0	12	—	250/100	150		универс.	
Д 2 А	15	—	50	50	—	250/7	150	стеклянный корпус	универс.	СССР
Д 2 Б	45	—	5	16	—	100/10	150		универс.	
Д 2 В	60	—	10	25	—	250/30	150		универс.	
Д 2 Г	100	—	2— 5	16	—	250/50	150		универс.	
Д 2 Д	100	—	5—10	16	—	250/50	150		универс.	
Д 2 Е	150	—	2—10	16	—	250/100	150		универс.	
Д 2 Ж	200	—	2—10	8	—	250/150	150		универс.	

Продолжение

Тип	$U_{обр}$ макс. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин. (1 в) ма	i_1 сред. ма	i_1 имп. ма	i_2 макс. (мка) при в	f макс. Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
Д 9 А	—	10	10	25	—	250/10	40	металлостеклянный корпус	универс.	СССР
Д 9 Б	—	10	90	40	—	250/10	40		универс.	
Д 9 В	—	30	10	20	—	250/30	40		универс.	
Д 9 Г	—	30	30	30	—	250/30	40		универс.	
Д 9 Д	—	30	60	30	—	250/30	40		универс.	
Д 9 Е	—	50	30	20	—	250/50	40		универс.	
Д 9 Ж	—	100	10	15	—	250/100	40		универс.	
Д 11	30	—	100	20	—	100/10	150			СССР
Д 12	50	—	100	20	—	70/10	150			
Д 12 А	50	—	100	20	—	50/10	150			
Д 13	75	—	100	20	—	50/10	150			
Д 14	100	—	30	20	—	70/10	150			
Д 14 А	100	—	100	20	—	70/10	150			
RD 120	20		5			25/5				ГДР
RD 121	20		2			10/5				
RD 140	40		5			20/10				
RD 140a	40		10			30/10				
RD 141	40		2			15/10				
RD 160	60		2			13/10				
OA 70	22,5	15	9	150	400	30/10 145/22,5			вч диод Вальво малое сопрот.	
OA 72	45	30	5	100	200	4,5/10 130/45			вч диод больш. сопрот.	ГФР

Продолжение

Тип	$U_{обр}$ макс. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин. (1 в) ма	i_1 сред. ма	i_1 имп. ма	i_2 макс. (мка) при в	f макс. Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
OA 73	30	20	15	150	400	30/10 275/35			вч диод малое сопрот.	ГФР
OA 79	45	30	5	100	200	4,5/15 130/45			вч диод больш. сопрот.	
OA 81	115	90	5	150	500	4/10 10/115			универс.	
OA 85	115	90	8	150	500	2,5/10 120/115			универс.	
OA 86	90	60	8	150	200	2,5/10 130/90			импульсный	
OA 87	90	60	8	150	200	2,5/10 130/90			импульсный	Вальво
OA 91	115	90	7	150	500	100/115 4/10			универс.	
OA 95	115	90	9	150	500	120/115 2,5/10			универс.	
1 N 48	75	60	5	50	50	50/10 800/50	200	1	универс.	GE, США
1 N 52	85	70	4	50	500	30/10 150/50	200		универс.	
1 N 70	120	100	3	50	500	6/3 25/10	200		универс.	
1 N 39	225	200	1,5	50	500	200/100 800/200	200		для выс. напряж.	
1 N 55 A	170	150	4	50	500	500/150	200		то же	
2 X 101 G	225		0,25	30		200/70			больш. сопр.	Англия
1 X 102 G	85		0,5	5		140/70			импульсный	
2 X 103 G	30		4	40		200/20			универс.	

Продолжение

Тип	$U_{обр}$ макс. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин. (1 в) ма	i_1 сред. ма	i_1 имп. ма	i_2 макс. (мка) при в	f макс. Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
2 X 104 G	30		1	40		200/70			универс.	Англия
1 N 34 A	75	60	5	50	500	50/10 800/50	200	1	универс.	США
Ск 709	4 шт.	1 N 66 подобраны до 2,5% при 1,5 в и 10 в для мостовой схемы							подобранная четверка	США
Ск 711	4 шт.	N 67 подобраны от 0 до +3 в, 30 мка для —50 в							подобранная четверка	США
1 N 66	—	60	5	50	150	50/10 80/50			больш. сопр.	США
1 N 67	—	80	4	35	100	5/5 50/50			больш. сопр.	США
1 N 305	60		100 при 0,8 в	125		2/10			золотой диод	США
1 N 306	15		100 при 0,8 в	150		2/10			золотий диод	США
1 N 307	125		100	50		5/10			золотой диод	США
1 N 308	10		300	100		500/8			золотой диод	США
1 N 309	40		100	100		100/20			золотой диод	США
1 N 312	60		30	70		50/50			золотой диод	США
1 N 313	125		15	40		10/20 50/100			золотой диод	США
1 N 497	30	20	120 при 0,8 в	80		5/20			золотой диод	CBS, США
1 N 498	60	40	120 при 0,8 в	80		5/40			золотой диод	CBS, США
1 N 499	75	50	120 при 0,8 в	80		10/50			золотой диод	CBS, США

Продолжение

Тип	$U_{обр}$ макс. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин. (1 в) ма	i_1 сред. ма	f_1 имп. ма	i_2 макс. (мка) при (в)	f макс Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
1 N 500	80	60	120 при 0,8 в	80		10/60			золотой диод	CBS, США
1 N 501	100	80	100 при 0,8 в	80		20/80			золотой диод	CBS, США
1 N 502	120	100	100 при 0,8 в	70		20/100			золотой диод	CBS, США
11 NN 40	25	20	20	200	500	5/10			золотой диод	ЧСР
15 NN 40	25	20	100	200	500	5/10			золотой диод	ЧСР
19 NN 40	25	20	120 при 0,7 в	200	250	5/10			золотой диод	ЧСР
21 NN 40	60	50	20	200	500	20/20			золотой диод	ЧСР
25 NN 40	60	50	100	200	500	20/20			золотой диод	ЧСР
29 NN 40	60	50	120 при 0,7 в	200	500	20/20			золотой диод	ЧСР
411140	100	85	20	200	500	10/50			золотой диод	ЧСР
45 NN 40	100	85	100	200	500	10/50			золотой диод	ЧСР
49 NN 40	100	85	120 при 0,7 в	200	500	10/50			золотой диод	ЧСР
51 NN 40	125	100	20	200	500	50/100			золотой диод	ЧСР
55 NN 40	125	100	100	200	500	50/100			золотой диод	ЧСР
57 NN 40	125	100	200	200	500	50/100			золотой диод	ЧСР

В таблице обозначено:

$U_{обр}$ макс. — наиб. обратное напряжение
$U_{раб.}$ — наиб. допустимое напряжение в обратном направлении
i_1мин. — мин. ток в прямом направлении при 1в
i_1 сред. — макс. допустимый ток в прямом направлении (длительная эксплуатация)
i_1 имп. — макс. выброс тока
f макс. — макс. рабочая частота
i_2 макс. — макс. обратный ток при указанном обратном напряжении (второе число)

5.31 ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ВЫПРЯМЛЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

На *рис. 125а* и *125б* изображены основные схемы выпрямления на полупроводниковых диодах [15]. На *рис. 125а* изображено последовательное включение полупроводникового диода, а на *рис. 125б* — параллельное включение. Из рисунков видно, что каждый выпрямитель представляет две цепи. В первой включен источник переменного сигнала U_g с внутренним сопротивлением R_g.

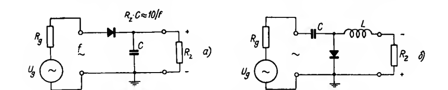


Рис. 125. Основные схемы выпрямления с одним диодом
а) Последовательное включение диода; *б)* параллельное включение диода

В параллельной цепи через конденсатор C течет переменный ток, а диод является его нагрузкой; переменный ток не может течь через сопротивление нагрузки R_z, так как этому препятствует индуктивность L. Во второй цепи протекает выпрямленный ток, а именно от своего источника, которым является в данном случае вентиль, через индуктивность L в сопротивление нагрузки R_z. Здесь конденсатор C не пропускает постоянный ток в первую цепь. При последовательном включении индуктивность отсутствует, так как сопротивление нагрузки R_g во много раз больше, чем $\frac{1}{\omega C}$; этим условием определяется выбор величины конденсатора C. Через сопротивление R_z может течь только очень незначительный переменный ток. Наоборот, постоянный ток протекает через сопротивление R_g, которое по сравнению с R_z является небольшим. Последовательное включение диода пригодно как для низкой частоты, так и для радиочастоты. Выпрямляющая цепь с последовательно включенным вентилем представляет источник выпрямленного напряжения с малым внутренним сопротивлением. Например, полупроводниковый диод 3NN40, который при — 1в имеет внутреннее сопротивление максимально 200 ом, будет работать более эффективно при сопротивлении нагрузки меньше 1000 ом. Если требуется бо́льший выпрямленный ток, чем может дать один диод,

то можно включить параллельно несколько диодов (эти диоды должны иметь приблизительно одинаковые сопротивления в прямом направлении, так как только в таком случае они будут равномерно нагружены протекающим током). Например, если применить диоды со сварным контактом, которые имеют сопротивление в прямом направлении порядка 10 ом, то сопротивление параллельно включенных диодов можно подогнать добавочными сопротивлениями, что является выгодным еще в том отношении, что эти добавочные сопротивления ограничивают ток, протекающий через диод, и таким образом защищают его от перегрузок.

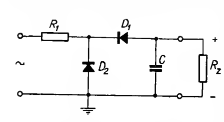


Рис. 126. Схема для выпрямления напряжения, бо́льшего, чем обратное напряжение диода

Однако последовательное включение можно применить и в том случае, когда сопротивление нагрузки большое; в таком случае внутренее сопротивление выпрямительной цепи необходимо сделать большим. Например, если сопротивление нагрузки составляет 500 ком или больше, то следует использовать характеристику участка не прямого направления, а участка обратного направления. У диода 3NN40 область большого обратного сопротивления находится около —10 в. Это значит, что выпрямительная цепь будет работать с большим сопротивлением нагрузки при переменном напряжении около 20 в. Рабочий режим можно еще улучшить посредством последовательного соединения двух диодов; причем, для равномерного распределения на них напряжений нужно диоды шунтировать соответствующими сопротивлениями. Величину этих сопротивлений подбираем, исходя из общего сопротивления, которое требуется в обратном направлении вентиля. При последовательном включении диодов в общем является справедливым принцип, что чем больше сопротивление нагрузки, тем большее значение имеет подбор диода с большим сопротивлением в обратном направлении; поэтому следует выбирать такую рабочую точку характеристики, в которой это сопротивление является наибольшим. Далее это значит, что, если работаем с большим сопротивлением нагрузки, то нужно подавать наименьший определенный переменный сигнал и использовать диод, который имеет в обратном направлении как можно большее сопротивление. Наоборот, при переменном сигнале больше 20 в необходимо применять последовательное включение диодов, причем не нужно учиты-

вать увеличения внутреннего сопротивления, которое возникло вследствие последовательного включения диодов, так как сопротивление нагрузки значительно больше. Точечные диоды могут быть применены и для выпрямления значительно бóльшего напряжения, чем их допустимое обратное напряжение. На *рис. 126* изображена принципиальная схема такого выпрямителя. В этой цепи главная часть приводимого напряжения при положительном полупериоде находится на сопротивлении R_1, которое должно быть

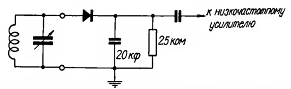


Рис. 127. Схема диода, включенного в качестве детектора промежуточной частоты

в n раз больше, чем внутреннее сопротивление диодов D_1 и D_2. Диод D_1 выпрямляет положительную половину волны, тогда как диод D_2 отводит отрицательную половину волны.

Схема с параллельно включенным диодом *(рис. 125б)* работает хорошо, особенно при более высоких частотах.

Величина емкости конденсатора C, примененного во всех предшествующих цепях выпрямителей, зависит от частоты выпрямленного переменного сигнала и от выбросов тока, которые может выдержать полупроводниковый диод.

Естественно, что полупроводниковый диод можно применить как в двухтактной схеме выпрямления, так и в мостовой схеме Греца. Еще следует упомянуть о влиянии частоты на коэффициент передачи напряжения точечных диодов.

Коэффициент передачи напряжения уменьшается с возрастанием частоты. Это обусловлено собственной емкостью точечного диода: чем меньше емкость, тем больше частотный предел диода. Далее диоды с большим обратным сопротивлением и большим напряжением имеют меньший частотный предел, чем диоды с меньшим обратным сопротивлением. Однако эти диоды, наоборот, при низкой частоте имеют плохой коэффициент передачи напряжения.

Чаще всего точечные диоды применяются в качестве детекторов в радиоприемниках. Диод в известной степени нагружает резонансный контур, в котором он включен, и уменьшает его избирательность. Поэтому у радиоприемников высшего класса при-

меняют специальный трансформатор, который согласовывает колебательный контур с малым сопротивлением применяемого диода. На *рис. 127* изображен детектор для промежуточной частоты 445 кгц.

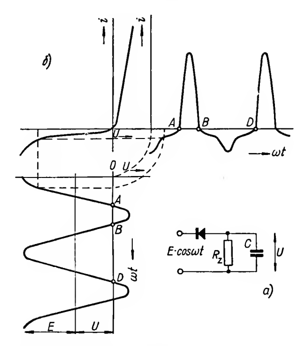


Рис. 128. Детектирование модулированных по амплитуде сигналов точечных диодов

а) Схема, *б)* построение формы выпрямленного тока по статической характеристике. В интервале BD через диод течет обратный ток. Постоянное напряжение U на конденсаторе C устанавливается так, чтобы в интервале одного периода ток варяда конденсатора был равен току разряда. Для установления этого равновесия имеет очень большое значение сопротивление нагрузки R_z [13]

Качество любого элемента выпрямления определяется, в основном, двумя величинами: коэффициентом передачи напряжения и эквивалентным входным сопротивлением. Эти две величины дают возможность выбрать правильный тип точечного диода для данной цепи [13].

Рассмотрим схему последовательного соединения диода согласно *рис. 128а*. Мгновенное напряжение на диоде будет $e - U$. Конденсатор C заряжается в течение интервала времени AB и раз-

ряжается через сопротивление нагрузки, вследствие чего через него течет неизменяющийся ток U/R_2; одновременно с этим в интервале времени BD конденсатор частично разряжается и через диод. Напряжение U устанавливается только тогда, когда изменение заряда конденсатора (заряд) в первом полупериоде будет равно изменению заряда (разряд) во втором полупериоде.

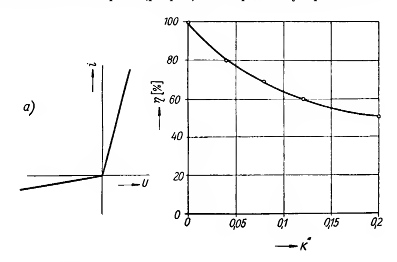


Рис. 129. Коэффициент передачи напряжения точечного германиевого диода
а) Идеализированная характеристика точечного диода (две прямые). Наклон одной прямой определяет сопротивление R_p в прямом направлении, а наклон другой прямой определяет сопротивление R_{zp} в обратном направлении. *б)* Теоретический коэффициент передачи диода, включенного по схеме, изображенной на *рис. 128а*. Коэффициент передачи зависит только от величины K, изображенной на оси x, где $K = (1/R_z + 1/R_{zp})(1/R_p)$ [13]

Коэффициент передачи напряжения определяется уравнением:

$$\eta = \frac{U}{E} \qquad (5-8)$$

Этот коэффициент передачи напряжения можно приближенно вычислить, для чего следует заместить статическую характеристику диода его идеализированной характеристикой, изображенной на *рис. 129а* двумя прямыми, подобно тому, как это делается для электровакуумного диода. Если предположить, что в идеальном случае $C \to \infty$, то можно доказать, что коэффициент передачи напряжения зависит от величины сопротивления нагрузки R_z, от сопротивления диода в обратном направлении R_{zp} и от

сопротивления диода в прямом направлении R_p. Для такого идеализированного случая зависимость коэффициента передачи напряжения от вышеупомянутых сопротивлений изображена на *рис. 129б* кривой. Конечно, эта кривая, полученная на основании вышеупомянутых предположений, дает только приблизительную картину зависимости коэффициента передачи напряжения. Несмотря на это, можно прийти к следующему заключению: коэффициент передачи напряжения будет тем больше, чем больше сопротивление диода в обратном направлении и чем меньше его сопротивление в прямом направлении. При этом влияние сопротивления нагрузки R_z таково, что при его малой величине в сравнении с сопротивлением диода в обратном направлении R_{zp} влияние последнего будет мало. С увеличением R_z коэффициент передачи увеличивается, а величина сопротивления диода в обратном направлении R_{zp} постепенно все более становится заметной. При сравнении с электровакуумным диодом практически это выражается так, что при малом сопротивлении нагрузки R_z (порядка ком) точечные диоды имеют лучший коэффициент передачи, чем электровакуумные диоды, тогда как при большом сопротивлении нагрузки (порядка 500 ком и больше), наоборот, электровакуумные диоды имеют лучший коэффициент передачи.

Одновременно с тем при больших нагрузках выпрямленное напряжение диода сильно зависит от температуры, что связано с увеличением влияния сопротивления в обратном направлении.

Вторым важным параметром выпрямителя является его входное сопротивление. Это — сопротивление, которое при замещении им детектора потребляет от источника питания такую же мощность. Следовательно, оно является нагрузкой источника питания. Если эту потребляемую мощность обозначить буквой P, то входное сопротивление определяется уравнением

$$\frac{E^2}{2R_{tl}} = P\,, \qquad (5-9)$$

где E — амплитуда напряжения сигнала источника.

Если сопротивление нагрузки велико ($R_z \to \infty$) и сопротивление диода в обратном направлении также весьма значительно, то приближенно можно написать

$$\frac{1}{R_{tl}} \cong \frac{2}{R_z} + \frac{3}{R_{zp}} \qquad (5-10)$$

Хотя это уравнение дает только приближенный результат, все-таки для практического применения оно вполне пригодно.

При вычислении вместо сопротивления диода в обратном направлении R_{zp} подставляем в уравнение среднее значение сопротивления диода на участке его работы, так как это сопротивление является функцией обратного напряжения.

Точечный диод пригоден в качестве выпрямителя только при малом сопротивлении нагрузки и при амплитуде сигнала в пределах от 10 мкв до 500 мв. При 10 мкв диод ведет себя обычно как обыкновенное сопротивление, а свыше 500 мв целесообразнее применять электровакуумный диод.

При выпрямлении сигнала высокой частоты нельзя забывать, что точечный диод имеет свою внутреннюю емкость, которой нельзя так просто пренебречь, учитывая, что емкость конденсатора C бывает порядка 10 пф. Например, при частоте свыше 10 Мгц динамические свойства точечного диода нельзя определять по его статическим характеристикам.

В качестве примера применения точечных диодов приводим их некоторые аппликации в технике измерений.

5.32 ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ В ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

Хотя и кажется, что некоторые неблагоприятные свойства полупроводниковых диодов, как, например, их температурная зависимость, ограничивают их применение в измерительной технике, но все-таки они во многих случаях облегчают измерение. Особенно это касается современных типов полупроводниковых диодов, у которых стабильность параметров несравненно лучше, чем у более старых типов. Ниже укажем несколько простых возможностей их применения в измерительной технике. Здесь следует упомянуть главным образом об их способности заменять до сего времени применяемые в измерительных приборах купроксные

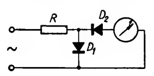


Рис. 130. Основная схема на точечных диодах для измерения переменных токов и напряжений [42]

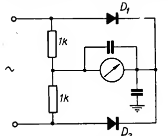


Рис. 131. Двухполупериодное выпрямление на точечных диодах для измерения тока

выпрямители, благодаря чему предел частоты расширяется до 1 Мгц и выше. Кремниевые детекторы могут быть применены в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Частотный предел зависит не только от самого диода, но также и от нагрузочного сопротивления. Чем меньше это сопротивление, тем выше частотный диапазон диода.

Основное применение точечных диодов в измерительной технике — это измерение переменных токов и напряжений. На *рис. 130* изображена [42] схема измерения среднего или эффективного значения переменного тока. Для среднего значения тока справедливо уравнение

$$I_s = f \int_{t_1}^{t_2} i(t)\, dt = \frac{f}{R} \int_{t_1}^{t_2} u(t)\, dt = \frac{U_s}{R}, \qquad (5-11)$$

где f — частота измеряемого тока.

Назначение диода D_1 заключается в том, что он защищает диод D_2 от перегрузки в обратном направлении. Сопротивление R выравнивает характеристику выпрямления, и величина этого сопротивления определяется с этой точки зрения. При применении диода для измерения тока нельзя превышать допустимую величину протекающего тока, которая у каждого типа разная. Лучшие результаты дает схема, изображенная на *рис.* 131 [43]. Сопротивления в 1 ком выравнивают характеристики выпрямления соответствующих диодов и делают схему симметричной. Для измерения максимальных значений напряжений или токов применяют схему, изображенную на *рис. 132* [43].

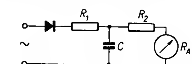


Рис. 132. Однополупериодная схема измерения пикового напряжения переменных токов

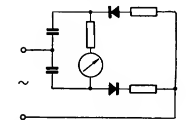


Рис. 133. Двухполупериодная схема для измерения пикового напряжения переменных токов (величина напряжения измеряется между положительным и отрицательным пиками)

Здесь применен принцип последовательного включения выпрямительной цепи. Конденсатор C заряжается до максимальной величины. Но это означает, что к диоду будет приложено в об-

ратном направлении почти двухкратное напряжение. Сопротивление R_1, величиной в несколько тысяч ом, является сглаживающим сопротивлением; постоянная времени $(R_2 + R_A)$. C должна быть по крайней мере в десять раз больше, чем время периода измеряемого сигнала самой низкой частоты, т. е.

$$(R_2 + R_A)C = \frac{10}{f}. \qquad (5-12)$$

Если же измеряемый источник имеет емкостный выход, то применяется параллельное включение выпрямительного контура, который отделяется от контура постоянного тока конденсатором.

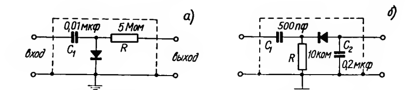


Рис. 134. Измерительный зонд с точечным диодом

а) Для лампового вольтметра с большим входным сопротивлением, *б)* для подключения к измерительному магнитоэлектрическому прибору (внутреннее сопротивление 5000 ом/в)

Ввиду того что во многих случаях пиковая величина, измеряемая от оси времени, бывает различной, то ее следует измерять в обоих направлениях. При таком измерении получается двухкратная чувствительность. Принципиальная схема изображена на *рис. 133* [43].

Чаще всего точечные диоды применяются в зондах для измерения переменного напряжения. Параллельное или последовательное включение измерительного контура выбираем, исходя из тех принципов, о которых мы упомянули выше. Например, согласно [44] можно снабдить ламповый вольтметр, который имеет входное сопротивление приблизительно 10 Мом, зондом, собранным на точечном диоде, согласно схеме на *рис. 134а*.

Конденсатор C_1 пропускает только переменную составляющую измеряемого сигнала. Величина сопротивления R подбирается таким образом, чтобы напряжение на выходе зонда составляло 0,707 измеряемого напряжения, т. е. прямо эффективное значение. Дело в том, что сопротивление R образует с входным сопротивлением вольтметра делитель напряжения для выпрямленной части напряжения и вместе с распределенными емкостями способствует сглаживанию выходного напряжения. Согласно цитированной ра-

боте указанный зонд имеет частотный предел до 200 Мгц с точностью $\pm 10\%$. Входная емкость зонда — около 3,5 пф, его входной импеданс при 500 кгц — около 0,25 Мом, при 10 Мгц — около 150 ком и при 100 Мгц — около 25 ком [44]. На *рис. 134б* изображена схема зонда для измерительного прибора, который имеет сопротивление минимально 5000 ом/в. И в данном случае конденсатор C_1 является разделительным конденсатором. Вместе с сопротивлением R зонд образует зависимый от частоты член, который может быть приспособлен для частотной области, в которой будет этот зонд применен. Конденсатор C_2 способствует фильтарции выходного сигнала. Величины конденсаторов и сопротивлений подбираются таким образом, чтобы соответствующая постоянная времени RC была равна минимально $10/f$, где f — частота измеряемого сигнала.

5.4 ПЛОСКОСТНЫЕ ГЕРМАНИЕВЫЕ ДИОДЫ

Точечные диоды не могут применяться для выпрямления токов бóльших, чем несколько десятков ма. Дело в том, что при желании сохранить хороший коэффициент выпрямления нельзя у простого контакта металл-полупроводник еще больше увеличивать площадь выпрямления. Проблема выпрямления больших токов может быть разрешена только на основании p-n-перехода.

В практической электротехнике ввиду экономичности передачи энергии и возможности трансформации напряжения в большинстве применяют переменный ток. Однако часто необходимо применять питание постоянным током, который должен быть получен путем выпрямления переменного тока после его трансформирования до требуемого напряжения. Доброкачественный выпрямитель должен по возможности в наибольшей степени приближаться к идеальному состоянию, которое характеризуется следующими требованиями [26]:

а) Выпрямитель должен обладать незначительным сопротивлением в прямом направлении (в идеальном случае нулевым),

б) очень большое сопротивление в обратном направлении (в идеальном случае бесконечное),

в) выпрямитель должен выпрямлять уже при весьма малых напряжениях,

г) то же самое при очень высоких напряжениях,

д) он должен работать в широком температурном диапазоне,

е) отсутствие механически подвижных деталей,

ж) небольшие габариты и вес,

з) большой срок службы и эксплуатационная надежность,
и) небольшая цена.

У нормальных технических выпрямителей эти требования выполнены только частично. Желательно, чтобы в сравнении с другими источниками выпрямитель имел:

а) малое внутреннее сопротивление, как у генератора постоянного тока,
б) большое сопротивление в обратном направлении и большое обратное напряжение, как у электровакуумного диода,
в) большой коэффициент передачи, как у механического вибрационного преобразователя в случае низких напряжений,
г) коэффициент полезного действия, как у трансформатора,
д) простоту селенового выпрямителя.

К этому идеалу в известной степени приближаются германиевые и кремниевые выпрямители с p-n-переходом. При этом германиевый выпрямитель лучше кремниевого (небольшое сопротивление в прямом направлении уже при очень низком напряжении $0{,}2 \div 0{,}3$ в), однако кремниевый выпрямитель выдерживает высшую температуру.

Технология p-n-перехода у германия разработана до такой степени, что промышленность может изготовлять выпрямительные приборы для токов в 200 и даже 1000 а и для напряжения до 500 в. Проблема заключается в том, каким способом приготовить равномерные и воспроизводимые переходы требуемых качеств. Для этой цели можно применить несколько способов, которые будут описаны в дальнейших разделах.

5.41 ТЕХНИКА ВПЛАВЛЕНИЯ ПО Р. Н. ХОЛЛУ [16]

Исходным материалом служит гомогенный монокристалл n-типа, который обладает удельным сопротивлением от 2 до 20 ом. см и наибольшим временем жизни, минимально 100 мксек. Обработка кристалла состоит из приготовления пластинок толщиной в несколько десятых мм, причем кристаллографическая ориентировка должна быть такой, чтобы поверхность пластинки находилась в плоскости (111). Пластинки подвергаются шлифовке и травлению, чтобы поверхность была гладкой и чистой. Пластинки имеют круглую или квадратную форму размером от 2 до 5 мм в зависимости от величины перехода. Эта пластинка припаивается на медное основание (*рис. 135)*, которое служит для подвода тока и одновременно для отвода выделяемого тепла. На

поверхность германиевой пластинки в зависимости от перехода кладется небольшое количество металлического индия либо свободно, либо в соответствующих кассетах или же для больших переходов на металлических контактах из молибденовой пластинки.

Индий образует второй электрод, а для ввода тока служит либо никелевая проволока, спаянная с индием, либо для больших выпрямителей металлический проводник, прикрепленный к пластинчатому электроду с индием. Индий, как трехвалентный металл создает в германии проводимость p-типа. Для этой цели собранные

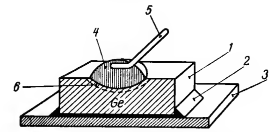


Рис. 135. Полупроводниковый выпрямитель в разрезе по Р. Н. Холлу [16]
1 — германиевый кристалл, 2 — сурьмяный припой, в качестве донорного контакта, 3 — пластинка, которая должна отводить выделяемое тепло и служить одним выводом, 4 — индий, который образует акцепторный контакт, 5 — вывод, запаянный в индий, 6 — место p-n-перехода, образованное за счет диффузии индия в германии n-типа

пластинки нагреваются до 500 °С либо в вакууме, либо в защитной атмосфере. При изготовлении по этому методу получаются крутые и несимметричные переходы. Выпрямительная переходная зона практически вся лежит в области n-типа, так что для характеристики имеют значение только свойства материала n-типа, причем характеристика выражается уравнением

$$i = Se\frac{D_p p_n}{L_p} \cdot [\exp(eU/kT) - 1] \qquad (5-13)$$

Емкость этого перехода обратно пропорциональна квадратному корню из приложенного напряжения.

После термической обработки нужно устранить с поверхности кристалла загрязнения, которые вызывают утечку и даже короткое замыкание перехода. Очистка производится химическим или электролитическим травлением. Затем пластинка с прибором хорошо высушивается и герметически закрывается в корпус. От этой операции зависят надежность эксплуатации и долговечность прибора, потому что переходы весьма чувствительны к следам влажности. Это следует из того, что переход представляет в кри-

сталле область, где и при отсутствии приложенного напряжения существует постоянное электрическое поле. Ионы загрязнения а также вода осаждаются за счет собственного момента диполя в месте существования электрического поля и представляют для тока побочные пути, которые сокращают или по крайней мере уменьшают сопротивление в обратном направлении. Так как имеет место ионная проводимость, то необходимо наличие влаги, для того чтобы загрязнения могли активироваться. Поскольку поверхность абсолютно суха, остатки этих загрязнений в общем не мешают, так как отсутствует среда, в которой они могли бы перемещаться. Однако наименьшие следы влаги их активируют и переход портится. Готовые системы помещаются в металлические корпусы со стеклянными или керамическими изоляторами, которые вплавливаются или по крайней мере впаиваются в корпус. Пространство внутри наполнено сухим воздухом, иногда оно даже откачано. Кроме того, поверхность кристалла часто защищена слоем силиконового лака, что однако не является необходимым, если сушка и герметизация были произведены основательно и надежно.

5.42 ДРУГИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Упомянем еще об одном способе, который пригоден для изготовления очень больших плоскостей перехода. Способ заключается в том, что полупроводниковая пластинка n-типа термически обрабатывается в парах трехвалентного элемента. Атомы диффундируют до определенной глубины кристалла, так что на поверхности образуется слой p-типа.

В особенности этот метод пригоден для конструкции выпрямителей с большой площадью и фотоэлементов. У кремния этот метод применяется чаще, чем у германия [36], [37].

5.43 ТЕХНИЧЕСКОЕ ОФОРМЛЕНИЕ ГЕРМАНИЕВЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

Германиевые плоскостные выпрямители до 10а изготовляются в виде металлического валика, одна сторона которого может быть привинчена к охлаждающей металлической пластинке, а другая сторона снабжена выводом, проходящим через изолятор. Иногда корпус имеет охлаждающие ребра. Мощные типы выпрямителей могут иметь водяное и масляное охлаждение. Иногда применяется охлаждение сжатым воздухом.

На *рис. 136* и *137* изображены чехословацкие германиевые выпрямители на 1a и 10a. Электрические параметры этих выпрямителей приведены в *таб. 22*.

При применении охлаждающей алюминиевой пластинки площадью в 22 см² для каждого вентильного прибора можно полу-

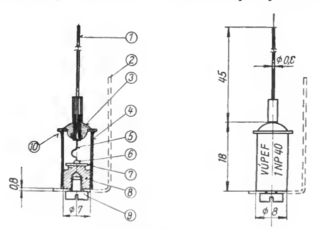


Рис. 136. Чехословацкие германиевые плоскостные выпрямители типа 1 NP 70

1 — вывод из медной проволоки ∅ = 0,8 мм, *2* — алюминиевая охлаждающая пластинка, *3* — стеклянный проходной изолятор, *4* — металлическая трубка, *5* — серебряная проволока, *6* — индий, *7* — германиевая пластинка, *8* — металлическое основание, 9 — винт для крепления, *10* — припой



Рис. 137. Чехословацкие германиевые плоскостные выпрямители типа 23 NP 70

чить выходной постоянный ток в два раза больше, чем указанная в таблице величина.

Для сравнения приводим в *таб. 23* электрические параметры советских германиевых выпрямителей ДГ-Ц21 ÷ 24, конструкция которых приблизительно подобна чехословацким плоскостным германиевым выпрямителям [17]. Длина корпуса составляет 21 мм, а диаметр его — 7 мм.

Таб. 22

Тип	1NP70 03NP70	2NP70 05NP40	3NP70 1NP40	4NP70 2NP40
Эффект. перемен. напряжение [в]	10	16	30	60
Наиб. выход. постоян. ток [ма]	300	300	300	300
Наим. ток при 0,5 в [ма]	300	300	300	300
Наиб. обрат. ток [ма]	3	2	1,5	1,0
При обрат. напряжении [в]	30	50	100	200
Наиб. обрат. напряжение [в]	36	55	110	210
Наиб. рассеив. мощность [вт]	0,3	0,3	0,3	0,3
Наиб. частота [кгц]	100	100	100	100
Наиб. температ. окр. среды [°C]	50	50	50	50

5NP70	6NP70	11NP70 03NP50	12NP70 05NP50	13NP70 1NP50	14NP70 2NP50	15NP70	16NP70
45	75	10	16	30	60	44	75
300	300	500	500	500	500	500	500
300	300	500	500	500	500	500	500
1,3	0,7	3	2	1,5	1,0	1,3	0,7
150	250	30	50	100	200	150	250
160	260	36	55	110	210	160	260
0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
100	100	100	100	100	100	100	100
50	50	50	50	50	50	50	50

В следующей *таблице 24* приводим некоторые подобные типы германиевых плоскостных выпрямителей фирмы GEC, которые поставляются смонтированными на охлаждающих пластинках.

Дальнейшие уже выпускаемые типы этой фирмы обозначены EW^{54} и имеют мощность в 1 квт [20]; они обладают следующими параметрами:

наибольший обратный ток при —100 в — 6 ма
наименьший прямой ток при +0,5 в — 8 а
наибольшее эффективное напряжение (мостиковая схема Греца) — 50 в
наибольший выпрямленный ток (мостиковая схема Греца) с дросселем и активной нагрузкой

Таб. 23

Тип	U_z наиб. в	$U_{раб.}$ в	i_1 мин (1 в) ма	i_1 сред. ма	i_1 имп. ма	i_2 наиб. мка при (в)	f наиб. Мгц	Оформление	Применение	Изготовитель
Д 1 А	40	20	2,5	16	—	250/10	150	стеклянный корпус	универс.	СССР
Д 1 Б	45	30	1,0	16	—	250/25	150			
Д 1 В	45	30	7,5	25	—	250/25	150			
Д 1 Г	75	50	5,0	16	—	250/50	150			
Д 1 Д	110	75	2,5	16	—	250/75	150			
Д 1 Е	150	100	1,0	12	—	250/100	150			
Д 1 Ж	150	100	5,0	12	—	250/100	150			
Д 2 А	15	—	50	50	—	250/7	150	стеклянный корпус	универс.	СССР
Д 2 Б	45	—	5	16		100/10	150			
Д 2 В	60	—	10	25		250/30	150			
Д 2 Г	100	—	2– 5	16	—	250/50	150			
Д 2 Д	100	—	5–10	16	—	250/50	150			
Д 2 Е	150	—	2–10	16	—	250/100	150			
Д 2 Ж	200	—	2–10	8	—	250/150	150			
Д 9 А	—	10	10	25	—	250/10	40	металлостеклянный корпус	универс.	СССР
Д 9 Б	—	10	90	40	—	250/10	40			
Д 9 В	—	30	10	20	—	250/30	40			
Д 9 Г	—	30	30	30	—	250/30	40			
Д 9 Д	—	30	60	30	—	250/30	40			
Д 9 Е	—	50	30	20	—	250/50	40			
Д 9 Ж	—	100	10	15	—	250/100	40			
Д 11	30	—	100	20	—	100/10	150			
Д 12	50	—	100	20	—	70/10	150			
Д 12А	50	—	100	20	—	50/10	150			
Д 13	75	—	100	20	—	50/10	150			
Д 14	100	—	30	20	—	70/10	150			
Д 14А	100	—	100	20	—	70/10	150			

Таб. 24

Тип	1N151	1N152	1N153	1N158
Эффект. значение перем. напряжения [в]	35	70	105	130
Инверсионное напряжение [в]	100	200	300	380
Выпрямленный ток [ма]	500	500	500	500
Постоянный ток при емкост. нагрузке [ма]	350	350	350	350
Падение напряжения при полной нагрузке [в]	0,7	0,7	0,7	1,4
Обрат. ток при наиб. инвер. напр. [ма]	2,4	1,9	1,2	0,8
Наиб. длит. пост. напряжен. [в]	30	65	100	180
Предельная частота [кгц]	50	50	50	50
Наиб. температура хранения [°С]	85	85	85	85

без охлаждающего радиатора	6,8 а при 20 °С и 2,4а при 55 °С
с охлаждающим радиатором	24 а при 20 °С и 4а при 55 °С
наиб. температура хранения	70 °С
габариты:	длина 37 мм, диаметр 14 мм.

Чехословацкие германиевые вентили такой же категории имеют подобные параметры. Приводим их в *таблице 22*.

Приведенные величины справедливы при 20 °С. Наибольшая температура хранения —70 °С, наибольшая температура окружающей среды при эксплуатации —50 °С.

Дальнейшая категория имеет прямой ток около 50 а при обратном напряжении от 30 до 200 в.

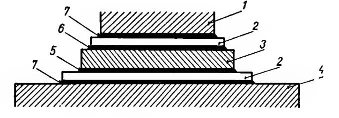


Рис. 138. Схематическое устройство выпрямителя на 200 а в разрезе [21]

1 — кабельный вывод, *2* — молибденовая пластинка, позолоченная или поникелированная, *3* — германиевый кристалл n-типа, *4* — медное основание, *5* — оловянный припой, *6* — индий, *7* — мягкий припой

Наконец, еще упомянем о вентильных приборах для применения в технике сильных токов, где прямой ток составляет от 200 до 1000 а. Первый выпрямитель этого типа изготовила фирма Вестингхауз под названием «Семитрон» [21], который имеет следующие параметры:

наибольшее обратное напряжение 100 в, обратный ток от 20 до 50 ма при —80 в, наименьший прямой ток при падении напряжения 0,63 в составляет 200 а, наибольшая кратковременная (0,1 сек) амплитуда тока 3000 а; температура перехода не должна превышать 65 °С, для чего применяется водяное охлаждение.

Диаметр примененного германиевого кристалла составляет около 25 мм, толщина около 0,35 мм. К кристаллу припаяны молибденовые пластинки толщиной 0,75 мм, причем на одной стороне оловянным припоем, а на другой стороне индием для образования перехода. Это устройство припаивается на медное основание, в которое вмонтировано водяное охлаждение. Второй вывод образован медным гибким тросиком. Прибор защищен от влажности сплавлением изолятора (стекло-ковар). Плавление нужно делать очень тщательно, чтобы были устранены наименьшие следы влаги; кроме того, отдельные материалы следует подбирать таким образом, чтобы при колебаниях температуры не возникло механическое напряжение, которое может повредить германиевый кристалл.

Подобные вентили до 1000 а, разработанные Институтом технической физики при ЧСАН, вскоре поступят в производство. Выпрямители до 50 а разработал Исследовательский институт электротехнической физики.

5.44 ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВЫПРЯМИТЕЛИ

Величина обратного тока зависит экспоненциально от температуры и для германия достигает опасного большого значения при 60—70 °С. Ввиду этого для германиевых выпрямителей весьма важно, чтобы было совершенное охлаждение и чтобы выделяемое тепло как можно быстрее и с наименьшим падением температуры отводилось от перехода. В тех случаях, когда нельзя поддерживать низкую температуру, нужно понизить рабочее напряжение так, чтобы максимальное значение напряжения не превышало (пониженного) обратного напряжения. Точно также следует уменьшить величину потребляемого выпрямленного тока. Хотя сопротивление выпрямителя в обратном направлении с возрастающей температурой уменьшается, все-таки необходимо

уменьшить ток, чтобы рассеиваемая мощность была наименьшей, так как нагрев за счет рассеиваемой мощности не должен существенно повышать температуру перехода. На *рис. 139* изображена температурная зависимость статической характеристики чехословацкого выпрямителя типа 14NP70. Из рис. видно, что

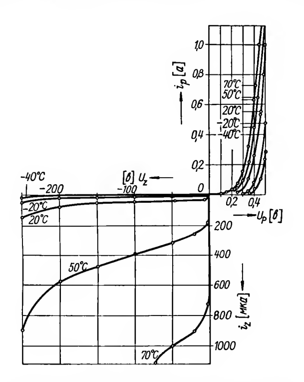


Рис. 139. Статическая характеристика германиевого плоскостного выпрямителя типа 14 NP 70 при различной температуре

50 °C представляет практически предел применимости, так как при 70 °C обратное напряжение становится настолько малым, что эксплуатация становится неэкономичной.

Для советских диодов типа ДГ-Ц21 ÷ 24 на *рис. 140* изображена зависимость наибольшего обратного напряжения от величины потребляемого выпрямленного тока при различной окружающей температуре [17]. Эти кривые практически применимы и для выпрямителей типов NP40 и NP70.

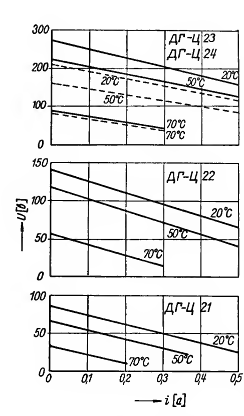


Рис. 140. **Зависимость наибольшего допустимого обратного напряжения от величины потребляемого выпрямленного тока при разных температурах для германиевых диодов типа ДГ-Ц21-24 [17]**

5.5 КРЕМНИЕВЫЕ ПЛОСКОСТНЫЕ ДИОДЫ

Кремниевые плоскостные диоды малой мощности можно изготовить подобно германиевым путем вплавления примесей [35]. У кристалла n-типа применяется алюминиевая проволока, которая сплавляется с поверхностью и образует переход. Невыпрямляющий контакт получается путем никелирования и паяния второй поверхности кремниевого кристалла. Наиболее простым является следующий способ. На никелевое основание помещают золотую фольгу и на нее кремниевый кристалл n-типа величиной $2 \times 2 \times 0{,}5$ мм с удельным сопротивлением от 1 до 10 ом. см. Алюминиевая проволока диаметром 0,3 мм соприкасается в центре с верхней плоскостью кристалла. В защитной атмосфере (достаточно продувания азотом) система нагревается до 700 °С, в результате чего возникает переход. Для быстрого нагрева систему помещают на хромоникелевую полоску, которая подогревается электрическим током [41].

Если имеется кремний только p-типа, то переход образуется при помощи пятивалентного элемента. С успехом применяется сплав золото-сурьма. Готовые диоды подвергаются травлению в горячей щелочи, после чего высушиваются и вставляются в корпус. Эти диоды обладают исключительно малым обратным током до 10^{-9} а, их обратное напряжение находится в пределах от нескольких вольт до нескольких сот вольт в зависимости от удельного сопротивления применяемого кремния. В прямом направле-

Таб. 25

Тип	U_z (в)	i_1 (а) при (в)	i_1 сред. эф. (а)	i_2макс. (ма) при (в)	Наиб. эф. напряжен. (Грец) (в)	Наиб. рассеив. мощность (вт)	Изготовитель
Д 302	200	1/0,25	1	1/200			СССР
Д 303	150	3/0,3	3	1,5/150			СССР
Д 304	100	5/0,3	5	2/100			СССР
Д 305	50	10/0,3	10	3/50			СССР
21 NP 70	30	5/0,5	3	20/30	20	2	ЧСР
23 NP 70	100	5/0,5	3	10/100	60	2	ЧСР
26 NP 70	250	5/0,5	3	5/250	150	2	ЧСР
31 NP 70	30	10/0,5	5	18/30	20	3	ЧСР
33 NP 70	100	10/0,5	5	9/100	60	3	ЧСР
36 NP 70	250	10/0,5	4	4/250	150	3	ЧСР
41 NP 70	30	20/0,5	10	15/30	20	5	ЧСР возд. охлажд.
43 NP 70	100	20/0,5	10	8/100	60	5	ЧСР возд. охлажд.
46 NP 70	250	20/0,5	10	3/260	150	5	ЧСР возд. охлажд.
51 NP 70	35	20/0,5	20	15/30	20	10	ЧСР возд. охлажд.
52 NP 70	55	20/0,5	20	12/50	35	10	ЧСР возд. охлажд.
53 NP 70	110	20/0,5	20	10/100	60	10	ЧСР возд. охлажд.
61 NP 70	30	100/0,5	50	15/30	20	30	ЧСР возд. охлажд.
63 NP 70	100	100/0,5	50	13/100	60	30	ЧСР возд. охлажд.
65 NP 70	200	100/0,5	50	10/200	120	30	ЧСР возд. охлажд.
UG-10/10/A	100	100/0,5	100	5–40/100	60	50	
UG-20/10	100	200/0,5	200	5–40/100	60	100	
UGV 20/10	100	200/0,5	200	5–40/100	60	100	

нии можно получить токи от 10 до 100 ма при падении напряжения в 1 в. Температура при длительной эксплуатации может быть 150 °С, однако выпрямитель способен работать до температуры 200 °С, причем эффект выпрямления существует даже и при 300°С.

Однако для изготовления больших плоскостных кремниевых выпрямителей с большой площадью перехода метод вплавления не пригоден; в данном случае гораздо лучше применять метод диффузии из газовой фазы [36]. У одного из первых образцов, полученных методом диффузии, при площади 0,5 см² был получен прямой ток в 8 а при 1 в, а обратный ток при 80 в составлял 2 ма, причем последовательное сопротивление составляло 0,07 ом.

Диффузионный процесс можно улучшить, если для диффузии с одной стороны кристалла применить трехвалентный элемент, а с другой стороны пятивалентный элемент. Этим путем можно уменьшить последовательное сопротивление и можно применять кремний с большим сопротивлением, которое позволяет получать высокое обратное напряжение [37]. Принсу удалось получить прямой ток в 10 а при площади 0,06 см² и при напряжении в 1 в. Плотность тока при площади до 0,4 см² постоянно достигает нескольких сот а/см². Последовательное сопротивление этих диодов небольшое, меньше, чем 0,05 ом. В качестве исходного материала служит кремний p-типа с большим удельным сопротивлением, так как характеристика в обратном направлении p-типа лучше, чем у кристалла n-типа. В качестве примеси для диффузии применяется фосфор для получения n-типа на одной стороне и бор для получения слоя p-типа с малым сопротивлением на другой стороне. Кремниевые пластинки толщиной в несколько десятых мм подвергаются действию этих веществ в течение нескольких часов при температуре от 1000 до 1300 °С. При таких условиях глубина диффузии является строго определенной, так что можно изготовить выпрямительные приборы с малыми допусками. Порядок работы заключается в том, что большие кремниевые пластинки диаметром до 35 мм подвергаются действию диффузии, затем по-

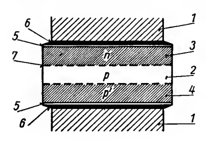


Рис. 141. Схематическое устройство кремниевого плоскостного выпрямителя (в разрезе), изготовленного путем диффузии [37]:
1 — медные электроды, *2* — кремний p-типа с большим сопротивлением, *3* — кремний n-типа с небольшим сопротивлением с диффундированным фосфором. *4* — кремний p-типа с небольшим сопротивлением, с диффундированным бором, *5* — тонкий электролитически нанесенный слой никеля, *6* — спаяно сплавом, *7* — место активного p-n-перехода

верхность слегка протравливается и гальваническим путем покрывается соответствующим металлом, как, например, родием, золотом, медью или никелем. Прочность металлизированных слоев может быть увеличена термической обработкой при температуре

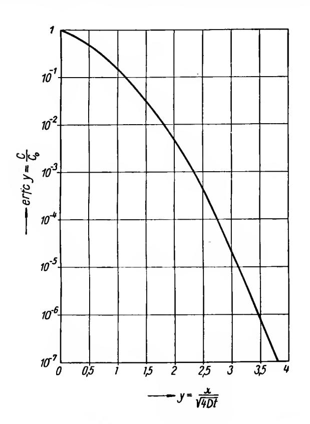


Рис. 142. Дополнение к функции погрешности для вычисления диффузии

от 700 до 800 °С, после чего поверхность подвергается лужению и только после этого большую пластинку разрезают на малые пластинки в зависимости от требуемого максимального тока выпрямителя. Квадратные пластинки разрезают алмазной пилой, круглые пластинки штампуются и т. д. Принс [37] рекомендует следующие размеры:

Таб. 26

Выпрямитель на	Габариты пластинки	Толщина пластинки
1a	0,8×0,8 мм	0,12—0,15 мм
10a	2,5×2,5 мм	0,12—0,15 мм
100a	6,5×6,5 мм	0,12—0,15 мм

После того как пластинки нарезаны, их ребра подвергаются травлению, чтобы устранить механически поврежденный материал, в противном случае обратные токи будут чрезмерно велики. После проверки электрических параметров, диоды запаиваются и герметически закрываются. На *рис. 141* такой выпрямитель изображен схематически.

При диффузии в случае неизменной исходной концентрации C_0 на поверхности кремниевой пластинки, концентрация C в месте x (отсчет происходит от поверхности) определяется уравнением:

$$C = C_0\left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{x/\sqrt{4Dt}} \exp(-y^2)\mathrm{d}y\right] = C_0 \operatorname{erfc} y\,, \qquad (5-14)$$

где $y = x/(4Dt)^{\frac{1}{2}}$ — переменная интегрирования,
D — коэффициент диффузии,
t — время диффузии.

Зависимость $C/C_0 = \operatorname{erfc} y$ изображена на *рис. 142*. В качестве C_0 следует брать плотность растворения на поверхности, которая зависит от температуры. Переход образуется на расстоянии x_0, где концентрация диффундирующих примесей одинакова с исходной концентрацией примесей противоположного знака.

Преимущество двухсторонней диффузии заключается в том, что можно применять материал с большим сопротивлением; это дает возможность получить высокое обратное напряжение, причем последовательное сопротивление выпрямителя не увеличивается, так как толщина неизмененного материала весьма незначительна. Поверхностные слои обладают весьма большой проводимостью, так что они не увеличивают заметно последовательного сопротивления. Материал с большим сопротивлением в узком среднем слое также не увеличивает последовательного сопротивления; происходит это вследствие того, что, с одной стороны, толщина мала, а с другой стороны, в прямом направлении происходит введение

неосновных носителей, которые весьма эффективно увеличивают действительную проводимость.

На *рис. 143* изображена характеристика кремниевого выпрямителя на 10 а (средний тип) для температур 25 °С и 125 °С. При комнатной температуре прямой ток составляет около 20 а при падении напряжения в 1 в. При 125 °С ток будет еще больше.

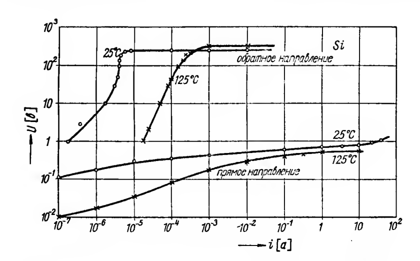


Рис. 143. Характеристика кремниевого плоскостного выпрямителя при температурах 25 °С и 125 °С

Площадь перехода составляет около 6,5 мм² [37]

Обратное напряжение составляет около 300 в даже и при 125 °С, когда обратный ток бывает около 1 ма. На *рис. 144* изображены характеристики выпрямителей различной величины при комнатной температуре. Обратный ток пропорционален площади перехода, однако, судя по форме кривых, не исключается влияние поверхностных явлений. Прямой ток также пропорционален площади перехода, однако видны небольшие отклонения, создаваемые различными сопротивлениями вводов.

Обратное напряжение зависит от выбора удельного сопротивления исходного материала. Если кремний р-типа имеет удельное сопротивление больше 20 ом. см, то можно без затруднений получить обратное напряжение свыше 200 в. Некоторые выпрямители имеют обратное напряжение до 1000 в. Это связано с тем, что переход не такой крутой, что подтверждается измерением зависи-

мости емкости от напряжения смещения; показатель степени этой зависимости находится между 2 и 3. Например, средний тип (10 а) имеет емкость около 200 пф при 1 в, 80 пф при 10 в и 27 пф при 100 в.

Новейшие кремниевые диоды изготовляются из кремния n-типа с удельным сопротивлением свыше 100 ом. см. Это дает возможность нормально получать обратные напряжения свыше

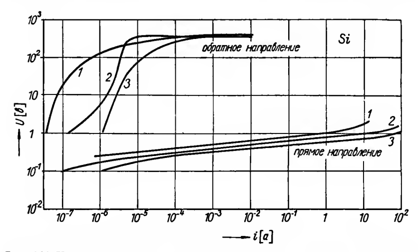


Рис. 144. Характеристика различных кремниевых плоскостных выпрямителей при 25 °C

1 — площадь перехода 0,8×0,8 мм, 2 — площадь перехода 2,5×2,5 мм, 3 — площадь перехода 6,5×6,5 мм [37]

1000 в, а иногда и свыше 2000 в. Температурная зависимость таких диодов выгоднее, чем у диодов, изготовленных из кремния p-типа, так как кремний p-типа при температуре около 150 °C переходит в n-тип за счет собственной проводимости (электроны обладают большей подвижностью и поэтому при высшей температуре определяют тип проводимости).

Хотя кремниевые выпрямители могут работать при высших температурах, все-таки стараются посредством охлаждающих ребер и других устройств увеличивать теплоотдачу, чтобы мощность выпрямителя была наибольшей. Это является необходимым также по той причине, что падение напряжения у кремниевых выпрямителей приблизительно равно 1 в, тогда как у германия оно составляет всего 0,5 в; таким образом, при одинаковых токах нагрев кремния будет в два раза больше, чем нагрев германия.

Интересным является то, что переход в обратном направлении у кремния значительно устойчивее, чем у германия. Следовательно, переход не будет уничтожен большим током в обратном направлении, пока выделяемое тепло не выведет его из строя. Ввиду этого такие переходы могут быть использованы для стабилизации напряжения аналогично известным газоразрядным стабилизаторам.

Это является возможным, с одной стороны, потому что переход может выдержать эти токи в обратном направлении, с другой стороны, потому что изгиб кривой происходит под довольно острым углом и ток в интервале нескольких долей вольта возрастает на несколько порядков. Важно то, что изгиб характеристики не зависит практически от температуры.

Такие стабилизирующие диоды называются диодами Зенера. Они изготовляются для напряжений от 3 до 200 в мощностью от нескольких десятков мвт и до нескольких ватт. Их большое техническое значение заключается в том, что они являются единственными стабилизирующими приборами для низкого напряжения (около 10 в). Они обладают весьма низким динамическим сопротивлением и очень небольшим температурным коэффициентом стабилизированного напряжения, так что точность стабилизированного напряжения получается очень высокой. Применение их дает возможность получить совершенно новые способы решения цепей в измерительной технике, в регуляции и автоматизации.

Тот факт, что этот переход может быть применен даже в качестве грозового разрядника, дает правильное представление об устойчивости перехода кремния по отношению к перегрузке. В таких случаях протекающий ток достигает нескольких тысяч ампер и только важно, чтобы теплоемкость всего устройства была такой, чтобы не была превышена определенная наибольшая температура. Диаметр перехода составляет около 25—30 мм.

Кремниевые плоскостные диоды применяются также в качестве емкости, зависимой от напряжения. При изменении напряжения в обратном направлении в пределах от 1 до 100 в емкость перехода с площадью около 1 мм² будет порядка от 100 до 10 пф. Вследствие малого обратного тока такой диод при параллельном включении не вызывает затухания высокочастотного контура. Кремниевый плоскостный диод применяется в качестве простого частотного модулятора, для автоматической настройки радиоприемников, для автоматической стабилизации частоты генераторов и т. п.

5.6 ПРИМЕНЕНИЕ ПЛОСКОСТНЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

Плоскостные выпрямители включаются так же, как и другие контактные выпрямители, в частности как селеновые выпрямители. Однако здесь имеет место определенное различие, которое необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации германиевых и кремниевых выпрямительных устройств. Прежде всего — это необычно малое внутреннее сопротивление переходов в прямом направлении, которое бывает порядка десятых ома для типа 1 а и сотых ома для типа 10 а и т. д. Это значит, что выпрямитель должен быть защищен от короткого замыкания и что необходимо применять надежные предохранители, так как в противном случае сплав с низкой точкой плавления на переходе сам становится плавким предохранителем. При емкостной нагрузке (емкостный вход фильтра) необходимо конденсаторы защищать от чрезмерных зарядных токов посредством последовательного включения небольшого сопротивления. Конечно, при этом уменьшается эффективность.

Следующим обстоятельством, которое нужно принимать во внимание, является малая теплоемкость выпрямителей, вследствие чего допускается перегрузка перехода только на очень короткое время, в течение которого предохранитель или регулирующее устройство должно начать действовать; в противном случае выпрямитель выйдет из строя. Эта проблема очень важна особенно у выпрямителей на большие токи.

Последовательное включение нескольких элементов для выпрямления бóльшего напряжения, чем допустимое для одного перехода, невозможно без стабилизации обратного тока каждого элемента. Обратные участки характеристик отдельных приборов настолько отличаются друг от друга даже при одинаковой технологии и в одной и той же серии приборов, что изготовители гарантируют только крайние величины обратного тока и обратного напряжения. При включении нескольких переходов последовательно напряжение в обратном направлении распределяется таким образом, что приборы с меньшим обратным током должны выдержать бóльшую долю общего напряжения, чем остальные приборы, которые обладают бóльшими обратными токами. Отбор приборов с одинаковыми характеристиками эту проблему не разрешает. Наименьшее отклонение от среднего значения служит причиной изменения рассеиваемой мощности и нагрева перехода, вследствие чего отклонение продолжает изменяться еще далее, пока не произойдет пробой перехода наиболее нагруженного прибора; а после этого остальные приборы уже не в состоянии выдерживать полного напряжения и также пробиваются.

Таб 27. Обзор кремниевых плоскостных диодов

Тип	U_z наиб. (в)	U_z (в)	i_1 наим. при (в) (а)	i_1 сред. (а)	i_1 имп. (а)	i_2 (мка) при напр. (в)	наиб. темп. (°C)	Изготовитель
Д 202		100		0,4		500/100	125	СССР
Д 203		200		0,4		500/200	125	СССР
Д 204		300		0,4		500/300	125	СССР
Д 205		400		0,4		500/400	125	СССР
101 NP 70		100		1	50	10/100	150	ЧСР
102 NP 70		200		1	50	10/200	150	ЧСР
103 NP 70		300		1	50	10/300	150	ЧСР
104 NP 70		400		1	50	10/400	150	ЧСР
105 NP 70		500		1	50	10/500	150	ЧСР
106 NP 70		600		1	50	10/600	150	ЧСР
107 NP 70		700		1	50	10/700	150	ЧСР
1 N 504	120	100	0,33/1			0,5/50	125	CBS (США)
1 N 505	240	200	0,33/1			0,5/100	125	CBS (США)
1 N 506	360	300	0,33/1			0,5/150	125	CBS (США)
1 N 507	480	400	0,33/1			0,25/200	125	CBS (США)
1 N 508	720	600	0,33/1			0,25/300	125	CBS (США)
1 N 509	960	800	0,33/1			0,25/400	125	CBS (США)
1 N 510	1200	1000	0,33/1			0,25/500	125	CBS (США)
1 N 511	60	50	1/1			0,5/25	125	CBS (США)
1 N 512	120	100	1/1			0,5/50	125	CBS (США)
1 N 513	240	200	1/1			0,5/100	125	CBS (США)
1 N 514	360	300	1/1			0,5/150	125	CBS (США)
1 N 515	480	400	1/1			0,25/200	125	CBS (США)
1 N 516	720	600	1/1			0,25/300	125	CBS (США)
1 N 517	960	800	1/1			0,25/400	125	CBS (США)
1 N 518	1200	1000	1/1			0,25/500	125	CBS (США)
Si 3		650	0,5/1,5	0,5		1000/650	105	Сименс ГФР
Si 3/5		600	2,5/1,1	2,5	25	1000/600	105	Сименс ГФР
Si 12		600	9/1,05	9	125	1000/600	105	Сименс ГФР
Si 25		600	20/1	20	250	1500/600	105	Сименс ГФР
OA 210		400	0,5/1,1	0,5	5	50/400	70	Филипс Голандия
OA 211		800	0,4/1	0,4	4	20/800	60	Филипс Голандия
OA 214		700	0,5/1,1	0,5	5	100/700	70	Филипс Голандия

Таб. 27а. Диоды Зенера

Тип	Стаб. напряж. в	Стаб. ток ма	Дин. сопрот. ом при ма	Темп. коэф. °С	Изготовитель
Д 808	7 — 8,5	5	6/5		СССР
Д 809	8 — 9,5	5	10/5		
Д 810	9 —10,5	5	12/5		
Д 811	10 —12	5	15/5		
Д 813	11,5—14	5	18/5		
1N1507	3,6— 4,3	180	1,25/35	—0,04	Int. Rect. Co. США
1N1508	4,3— 5,1	150	1,25/30	0	
1N1509	5,1— 6,2	130	2/26	+0,03	
1N1510	6,2— 7,5	110	2,5/22	0,05	
1N1511	7,5— 9,1	90	4/18	0,06	
1N1512	9,1—11	75	6/15	0,07	
1N1513	11 —13	60	10/12	0,075	
1N1514	13 —16	50	20/10	0,08	
1N1515	16 —20	40	40/8	0,085	
1N1516	20 —24	33	60/6	0,09	
1N1517	24 —30	26	75/5	0,095	
1N1588	3,6— 4,3	850	0,5/150	—0,04	Int. Rect. Co. США
1N1589	4,3— 5,1	700	0,5/125	0	
1N1590	5,1— 6,2	625	0,75/110	+0,03	
1N1591	6,2— 7,5	525	1/100	+0,05	
1N1592	7,5— 9,1	425	1,5/80	+0,06	
1N1593	9,1—11	350	2,5/70	0,07	
1N1594	11 —13	275	4/50	0,075	
1N1595	13 —16	225	7,5/40	0,08	
1N1596	16 —20	200	15/35	0,085	
1N1597	20 —24	160	22,5/30	0,09	
1N1598	24 —30	125	30/25	0,095	

За рубежом эта проблема разрешается таким образом, что требуемое количество компактных выпрямительных устройств (трансформатор, выпрямитель и фильтр) включаются последовательно на выходной стороне постоянного тока с таким расчетом, чтобы получилось требуемое напряжение, причем отдельные выпрямители нагружены только таким переменным напряжением, которое может выдержать простой переход.

Однако можно стабилизировать обратные участки характеристик таким образом, что стабилизирующие сопротивления включаются параллельно к каждому выпрямителю и тогда напряже-

ние на выпрямителях распределяется пропорционально величине гарантированного обратного напряжения отдельных приборов. Величина сопротивлений выбирается таким образом, чтобы ток, протекающий через сопротивление, был в пять или десять раз больше, чем обратный ток перехода. Для германиевых диодов типа NP70 параллельное стабилизирующее сопротивление должно иметь столько ком, сколько составляет половинное обратное напряжение перехода. Например для 14NP70, у которого обратное напряжение составляет 200 в, достаточно сопротивления в 100 ком, причем величина сопротивления рассчитана на $^1/_4$ вт. Таким способом можно включить последовательно выпрямители, которые существенно отличаются один от другого. На *рис. 150* изображен однополупериодный выпрямитель на 220 в с емкостной нагрузкой для длительного постоянного тока в 350 ма, предназначенный для питания телевизионного приемника. Хотя общий коэффициент полезного действия выпрямителя немного понижается вследствие включения стабилизирующих сопротивлений, но потерями можно пренебречь.

Параллельное соединение переходов для получения больших токов не представляет затруднений, так как у отдельных приборов прямые токи не отличаются существенно. Хотя и необходимо проверять величину прямых токов, но выбор не представляет затруднений, а отклонения до 20% в одной ветви вполне допустимы.

5.61 РАЗЛИЧНЫЕ СХЕМЫ ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Для умножения напряжения существуют соединения звездой, мостовые (Греца) и последовательные схемы. Для германиевых выпрямителей имеют значение только две первые группы схем, так как принципиально желательно применять по возможности небольшое количество диодов, ввиду их большой стоимости.

Соединение звездой отличается тем, что нулевая точка вторичной обмотки трансформатора выведена и служит в качестве одного полюса выпрямленного тока. Количество фаз может быть различно, обычно применяются 1, 2, 3 или 6 фаз. При активной нагрузке ток всегда течет только через одну фазу, а все остальные выпрямители нагружены в обратном направлении. Угол открытия для каждого выпрямителя составляет $2\pi/n$, где n — количество фаз (кроме $n = 1$, где угол открытия таков, как для $n = 2$, т. е. половина периода). Схема соединения звездой с одной фазой называется однополупериодной схемой выпрямления. Эта схема изображена на *рис. 145*. При активной нагрузке напряжение трансформа-

тора U_2 должно быть меньше, чем $U_i/\sqrt{2}$, где U_i — обратное напряжение выпрямителя (это напряжение можно определить по статической характеристике в той точке, где обратный ток начинает быстро возрастать). При емкостном входе нагрузки U_2 не должно превышать половины напряжения при активной нагрузке, так как конденсатор заряжается до напряжения $U_2 \cdot \sqrt{2}$, вследствие чего во время отрицательного полупериода на переходе будет напряжение, равное сумме напряжений конденсатора и трансформаторной обмотки. Эта схема применяется очень часто.

На *рис. 146* изображена двухполупериодная схема выпрямления, которая обычно применяется для питания радиоприемников с двуханодным кенотроном. Однако для германиевых выпрямителей эта схема не пригодна, а выгоднее мостовая схема *(рис. 147)*, для которой не требуется трансформатора со средней точкой вторичной обмотки.

Трехфазное соединение звездой, изображенное на *рис. 148*, для германиевых выпрямителей

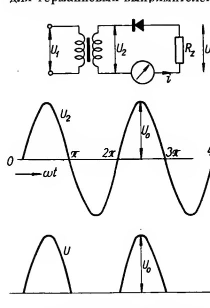
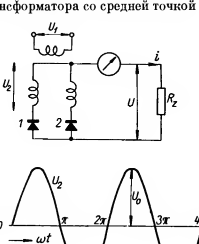


Рис. 145. Схема однополупериодного выпрямления и формы переменного и выпрямленного напряжений при однофазном соединении звездой [27]



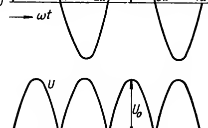


Рис. 146. Схема двухполупериодного выпрямления и формы переменного и выпрямленного напряжений при двухфазном соединении звездой [27]

не рекомендуется; если же имеется трехфазный трансформатор, то лучше применить трехфазную мостовую схему.

Из группы мостовых схем практически применяются только однофазная или трехфазная мостовые схемы. На *рис. 147* изображена однофазная мостовая схема (Греца). Здесь является интересным то, что ток течет всегда через два выпрямителя, включенные последовательно, а нагрузка включена между ними. Каждый выпрямитель должен выдержать напряжение $U_2 \cdot \sqrt{2}$, независимо от рода нагрузки. Ввиду этого эта схема менее всего опасна для выпрямителя и особенно выгодна для германиевых выпрямителей. Опасность пробоя в обратном направлении в данном случае минимальна, если выпрямитель загружен, так как трансформаторная обмотка нагружена постоянно и опасное пиковое напряжение не может возникнуть, как это имеет место при однополупериодной схеме.

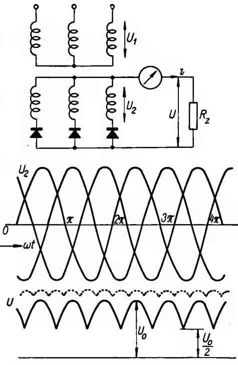


Рис. 147. Схема однофазного мостового выпрямителя (Грец). Форма тока см. *рис. 146* [27]

Рис. 148. Трехфазная схема, соединение звездой, и формы переменного и выпрямленного напряжений [27]

Для больших нагрузок по току применяется трехфазная мостовая схема, так как выпрямленный ток имеет очень небольшую

пульсацию. Напряжение колеблется (без фильтра) в пределах между $U_2\sqrt{2}$ и $U_2\sqrt{2}\,.\,\sin 60°$, т. е. $\pm 7\%$. На *рис. 149* изображена такая схема выпрямления. Ток течет одновременно только через два выпрямителя из шести, а именно от фазы, у которой наибольшее напряжение, через выпрямитель и нагрузку к фазе с наименьшим напряжением. Третья фаза и остальные выпрямители остаются без тока.

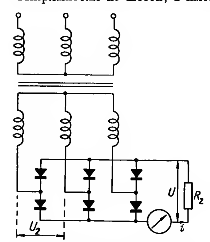


Рис. 149. Схема трехфазного мостового соединения. Форма выпрямленного напряжения на *рис. 148* обозначена пунктиром

5.62 ВЕЛИЧИНА И ФОРМА ВЫПРЯМЛЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Выходное выпрямленное напряжение никогда не бывает совершенно постоянным, а содержит переменную составляющую, величина и форма которой зависят от схемы соединения и от нагрузки выпрямителя.

Самый лучший способ определения характера напряжения — это при помощи осциллографа; однако для оценки выпрямителя достаточно часто знать следующие величины выходного напряжения или тока:

1. среднеарифметическое значение,
2. эффективное значение,
3. переменную составляющую (пульсацию).

Среднеарифметическая величина имеет решающее значение при электролитических процессах (электролиз, гальваническая металлизация, зарядка аккумуляторов), так как они зависят только от интеграла времени, а от формы тока. Точно также и для питания электромагнита среднеарифметическая величина является решающей и ее необходимо знать. Эффективная величина необходима для правильного расчета сечения проводов, предохранителей и т. п.

Эффективная и среднеарифметическая величины с возрастающим количеством фаз приближаются к значению U_0 и при $n \to \infty$ будут одинаковы и равны U_0.

Приводим в *таб. 28* обзор параметров различных схем выпрямителей в случае активной нагрузки [27].

Таб. 28

Количество фаз	1	2	3	6	1	3
Схема соединения	Однополупериодная	Двухполупериодная	Звезда	Звезда	Мост	Мост
U_s/U_o	0,318	0,637	0,827	0,955	0,637	0,955
U_e/U_o	0,50	0,71	0,84	0,955	0,71	0,955
V	1,21	0,483	0,183	0,042	0,483	0,042
J_s/i_s	1,00	0,50	0,333	0,167	0,50	0,333
J_e/i_s	1,57	0,785	0,587	0,408	0,785	0,576
I_s/i_s	1,00	0,50	0,333	0,167		
I_e/i_s	1,57	0,785	0,587	0,408	1,11	0,816 0,471
P_s/P_o	2,47	1,23	1,033	1,0018	1,23	1,0018

Обозначения:

U_o — наибольшая величина фазного напряжения трансформатора, при трехфаэной мостовой схеме-линейное напряжение,
U_s — выпрямленное напряжение на нарузке (среднеарифметическая величина),
i_s — постоянный ток нагрузки (среднеарифметическая величина),
U_e — выпрямленное напряжение на нагрузке (эффективная величина),
i_e — постоянный ток нагрузки (эффективная величина),
I_s — ток в одной фазе трансформатора (среднеарифметическая величина),
I_e — ток в одной фазе трансформатора (эффективная величина),
J_s — ток в одной выпрямительной ветви (среднеарифметическая величина),
J_e — ток в одной выпрямительной ветви (эффективная величина),
P_s — мощность нагрузки,
P_o — $U_s i_s$ — номинальная мощность нагруэки,
V — пульсация выпрямленного тока или напряжение нагрузки.

5.63 РЕГУЛИРОВКА ВЫПРЯМЛЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Выпрямитель, особенно для больших токов, должен содержать в цепи определенные регулирующие элементы для устранения переменной составляющей, для стабилизации напряжения и тока и для ограничения наибольших величин тока и напряжения. Эти элементы включаются либо в цепь нагрузки, либо в цепь вторичных обмоток трансформатора перед выпрямителями, либо в цепь первычных обмоток трансформаторов, т. е. на стороне сети.

Регулировочные элементы могут быть частью самой нагрузки, как например, емкость заряжаемой батареи, индуктивность электродвигателя или электромагнита, или же эти элементы включают-

ся в схему дополнительно, как например, дроссели, сопротивления и конденсаторы.

Для небольших мощностей сглаживание (фильтрация) происходит обычно при помощи конденсаторов, сопротивлений и дросселей. Для больших токов практически применяются только дроссели, так как конденсаторы были бы слишком громоздкими и дорогими, а сопротивления не экономичны. При применении дросселей необходимо помнить, что за выпрямителем через дроссели течет также постоянная составляющая, вследствие чего индуктивность зависит также и от подмагничивания. Через дроссель, включенный перед выпрямителем, протекает чисто переменный ток, если, конечно, не имеет место однополупериодное выпрямление.

Для регулировки выходного напряжения и для ограничения тока с успехом можно применить трансдукторы, которые особенно выгодны для германиевых выпрямителей, так как гарантируют соблюдение предписанных пределов мощности. Для трансдукторов выгодно использовать германиевые выпрямители, а также транзисторы, что дает весьма эффективную регулировку и надежность эксплуатации.

Для небольших мощностей являются очень эффективными диоды Зенера. Для напряжений до 24 в и для токов до 5 а в последнее время применяются транзисторные регуляторы, где транзистор большой мощности регулирует выходной ток с помощью усилителя постоянного тока на транзисторах. В качестве источника опорного напряжения служит диод Зенера. Эти регуляторы имеют внутреннее сопротивление около 0,001 ом и обладают стабильностью выше, чем 0,1%. Обычно эти регуляторы имеют также автоматическое ограничение тока, вследствие чего они устойчивы против короткого замыкания.

5.64 ПРИМЕНЕНИЕ ГЕРМАНИЕВЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

За рубежом германиевые выпрямители изготовляются для токов в пределе от 1 до 100 000 а и для напряжений от 10 в до 100 000 в. Это значит, что они заменяют все выпрямители в слаботочной электротехнике и все более и более находят применение и в электротехнике сильных токов. Происходит это главным образом благодаря их большому коэффициенту полезного действия, который превышает 98%, и большой долговечности, которая превышает 10 000 часов, а при тщательном изготовлении и при бережной эксплуатации она может быть увеличена в несколько раз. Особым преимуществом германиевых выпрямителей является отсут-

ствие старения, т. е. их сопротивление в прямом направлении не увеличивается, как это имеет место у селеновых выпрямителей, у которых приходится время от времени переключать выпрямители на другие отводы трансформатора с более высоким напряжением.

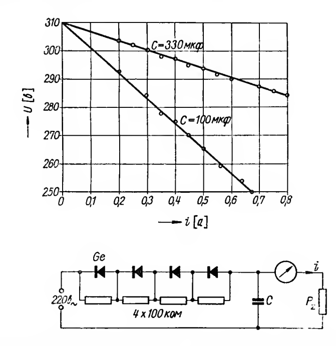


Рис. 150. Зависимость выпрямленного напряжения от величины тока нагрузки однополупериодного выпрямителя для питания телевизнного приемника; напряжение сети 220 в.
Выпрямитель согласно *рис. 151* [26]

В Чехословакии в настоящее время еще нельзя заменить во всех областях селеновые выпрямители выпрямителями германиевыми, хотя это дало бы около 30% экономии электрической энергии и уменьшились бы расходы по содержанию. Что же касается возможности применения, мы рекомендуем читателю работу [27], в которой очень подробно рассмотрены все способы включения селеновых выпрямителей и их применение в самых различных областях; читатель может использовать результаты этой работы для применения германиевых выпрямителей.

а) Сетевой выпрямитель для питания слаботочных устройств

В качестве примера приводим схему однополупериодного выпрямителя с емкостным входом, который можно подключить непосредственно к сети 220 в без трансформатора. На *рис. 150* изображена зависимость напряжения от тока нагрузки. Как видно из графика, постоянное напряжение очень незначительно изменяется в зависимости от нагрузки. Эта схема может применяться для

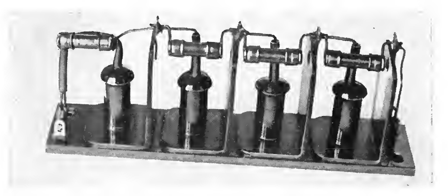


Рис. 151 Исполнение однополупериодного выпрямителя для питания телевизионного приемника прямо от сети 220 в. Применены германиевые выпрямители типа 14 NP 70 [26]

питания телевизионного приемника, мощного усилителя или многолампового радиоприемника. Важно, чтобы отдельные выпрямители при последовательном соединении были защищены стабилизирующими сопротивлениями. Для защиты входного конденсатора сглаживающего фильтра рекомендуется включить небольшое сопротивление, около 5 ом; это сопротивление должно уменьшать действие выбросов тока, особенно при включении напряжения сети, когда конденсатор разряжен. Недостатком является ухудшение коэффициента полезного действия.

б) Зарядка аккумуляторов

При зарядке аккумуляторов следует иметь в виду, что нагрузка выпрямителя не бывает постоянной, так как напряжение на зажимах аккумулятора в продолжение зарядки повышается. Это значит, что выходное постоянное напряжение нужно регулировать так, чтобы ток зарядки был постоянным. Ручная регули-

ровка напряжения, например, при помощи автотрансформатора, хотя проста и целесообразна, но неудобна. Гораздо лучше применять автоматическую регулировку, которая автоматически поддерживает зарядный ток в широких пределах напряжений. В качестве примера приводим схему трехфазного выпрямителя для быстрой зарядки щелочных аккумуляторов с постоянной величиной зарядного тока *(рис. 152)* [27]. Регулировка производится в первичной цепи трансформатора при помощи трансдукторов, управляемых изменением выходного напряжения. Ток поддерживается на постоянной величине 30 а в пределах от 50 до 65 в. Хотя этот пример относится к селеновым выпрямителям, но по этой схеме можно с успехом соединить и германиевые выпрямители.

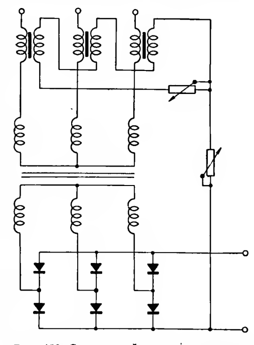


Рис. 152. Схема трехфазного выпрямителя для быстрой зарядки щелочных аккумуляторов с постоянным током зарядки. Напряжение регулируется при помощи трансдукторов в первичной цепи трансформатора, управляемыми изменениями выходного напряжения [27]

На *рис. 153* [39] приводим другой пример выпрямляющего устройства для зарядки аккумуляторов на телефонной центральной станции для напряжения 65 в и для зарядного тока в 200 а. В устройстве применены 6 германиевых выпрямителей по 50 а, кремниевые диоды в качестве стабилизаторов напряжения (напряжение Зенера служит опорным напряжением), два транзистора по 50 мвт и два транзистора по 2 вт. Все полупроводниковые приборы являются плоскостными. Выпрямленное выходное напряжение регулируется при помощи магнитного усилителя с большим усилением, для которого применен магнитный материал с прямоугольной петлей гистерезиса. Управляющий ток для магнитного усилителя поставляют два мощных транзистора, собран-

ные по двухтактной схеме, которые возбуждаются двумя транзисторами по 50 мвт. Сигнал управления получается при помощи сравнения выходного напряжения выпрямителя с опорным напряжением диода, который работает в области Зенера. Приведенная схема обладает весьма эффективной регулировкой напряжения. Из *рис. 154* видно, что напряжение не падает более, чем на 1% при изменении тока от 0 до 200 а.

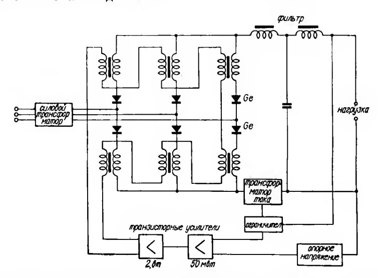


Рис. 153. Принципиальная схема выпрямительного устройства для зарядки аккумуляторов для 200а, 60 в с трансдуктором, который управляется транзисторным усилителем [39]

Ограничение тока в 200 а получается таким образом, что сигнал, пропорциональный потребляемому току, приводится к транзисторному усилителю посредством небольшого магнитного усилителя. Специальная опрокидывающая схема (триггер) служит для подавления этого сигнала пока ток не достигнет величины 200 а, после чего триггер очень эффективно ограничивает ток; вследствие этого даже при большом колебании как напряжения сети, так и нагрузки, выпрямитель не может быть перегружен. Кривая регулировки при изменении температуры от 0 до 40 °C практически не изменяется.

в) Электролиз

Вследствие того что германиевые выпрямители имеют в прямом направлении небольшое падение напряжения, они особенно пригодны для применения при электролизе. В качестве примера приводим источник питания для электролитического получения олова из отходных материалов [40]. Требуемое напряжение — 100 в при токе от 800 до 1200 а. Группа выпрямительных устройств

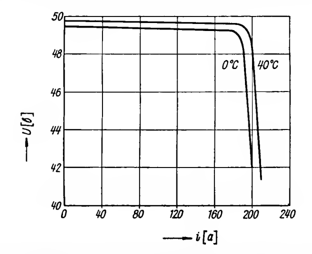


Рис. 154. **Зависимость постоянного выходного напряжения от нагрузки по току для германиевого управляемого выпрямителя 200 а, 65 в; схема приведена на** *рис. 153* [39]

по 25 квт соединена в одну установку, которая давала ток в 800 а при максимальном напряжении 125 в. При эксплуатации необходимо учитывать противодействующее напряжение, которое образуется на электродах за счет поляризации, причем следует принимать во внимание то обстоятельство, что сначала (при включении) поляризация еще не происходит и противодействующее напряжение, ограничивающее ток, еще не существует. Ввиду этого необходимо регулировать напряжение при включении таким образом, чтобы не была превышена граница нагрузки выпрямителя. Для этой цели предназначены магнитные дроссели, которые включаются последовательно с источниками питания. При постоянной эксплуатации ток стабилизируется при помощи ферромагнитных стабилизаторов подобно тому, как это было описано выше.

Подобные установки применяются для производства электролитическим методом водорода, кислорода, алюминия, натрия и пр. Проблемы здесь аналогичны — следует осуществить стабилизацию напряжения и тока и защиту от короткого замыкания и перенапряжения. Для химической промышленности, для производства алю-

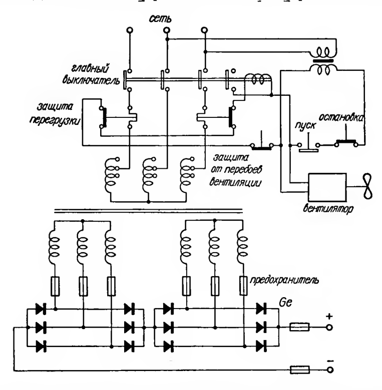


Рис. 155. Схема германиевого выпрямительного устройства на 25 квт с воздушным охлаждением. При перебое охлаждения или при превышении допустимой температуры главный выключатель обрывает первичную цепь [38]

миния, титана и стали были созданы установки на 16 000 а при 65 в, 12 000 а при 130 в и 42 000 а при 24 в для анодной обработки алюминия.

На *рис. 155* изображена схема выпускаемого промышленностью устройства на 25 квт, которое было применено в вышеописанной установке [38]. Охлаждение проводится посредством вентиляторов; применено два трехфазных моста по шести выпрямителей.

Каждый мост получает питание от отдельной вторичной обмотки трансформатора. При последовательном включении можно получить на выходе 200 а при 130 в. При параллельном включении можно получить 400 а при 65 в. Посредством различной комбинации таких устройств можно получить оптимальное согласование для данного применения.

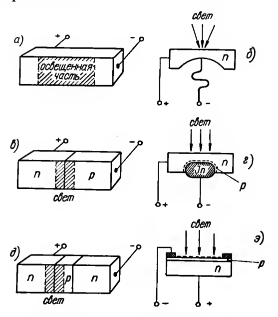


Рис. 156. Различные типы фотоэлементов [45]

а) Фотосопротивление, *б)* точечный фотодиод, *в)* фотоэлемент с p-n-переходом, созданный методом вытягивания (плоскостной фотодиод), *г)* плоскостной фотодиод (переход создан вплавлением), *д)* плоскостной фототранзистор n-p-n-типа, *е)* солнечная батарея.

В электротехнике сильных токов можно иметь в виду применение кремниевых выпрямителей также и для тяговых целей, как, например, для рудничных электровозов, нормальных локомотивов, для преобразования тока для питания троллейбусов и трамваев и т. п. В настоящее время германиевые выпрямители применяются для питания дуговых печей на большие токи, в электрохимической и металлургической промышленности. Новейшие результаты служат доказательством того, что кремниевые диоды оттеснят германиевые диоды во всех областях, как только производство кремниевых выпрямителей будет расширено. Причина

заключается главным образом в большей температурной стабильности, большем обратном напряжении и в меньших обратных токах. Применение кремниевых выпрямителей в основном будет распространено в электротехнике сильных токов, для питания электродвигателей, тяговых двигателей и проч.

5.7 ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

Фотоэлементами называются в общем те устройства, у которых при падении света соответствующей длины волны возникают электрические процессы, например, образование электродвижущей силы, изменение сопротивления и т. п. Мы ограничимся только описанием кристаллических элементов, а именно фотосопротивлений и фотоэлементов. На *рис. 156* приведен обзор полупроводниковых фотоэлементов.

5.71 ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Самым простым полупроводниковым фотоэлементом является гомогенный полупроводник с большим сопротивлением, на зажимы которого приводится вспомогательное напряжение. Форма полупроводника может быть различной — призмочка, пластинка, либо тонкий слой. Также и электроды могут быть расположены различно — либо так, чтобы электрическое поле было расположено перпендикулярно падающему свету (поперечное поле), либо так, чтобы поле было расположено параллельно свету (продольное поле), для чего требуется предпосылка, чтобы по крайней мере один электрод был прозрачным для света, см. *рис. 156а.*

В качестве примера приводим фотосопротивление из германия [45]. Предположим, что мы имеем призмочку n-типа сечением 1×1 мм и длиной 10 мм, удельное сопротивление 20 ом. см. Спрашивается, какое требуется освещение, чтобы сопротивление призмочки уменьшилось в два раза. При комнатной температуре концентрация электронов составляет приблизительно $8 \,.\, 10^{13} \,.\, \text{см}^{-3}$, а это значит, что призмочка содержит $8 \,.\, 10^{11}$ электронов.

Если сопротивление должно уменьшиться в два раза, то нужно увеличить концентрацию носителей тока также в два раза (в действительности немного больше, так как подвижность дырок меньше). Фотоэлектрическое поглощение света возбуждает одинаковое количество электронов и дырок, так что нужно иметь достаточное количество фотонов, чтобы количество электронов увеличилось на $5 \,.\, 8 \,.\, 10^{11}$. Если время жизни избыточных носителей составляет 100 мксек, то необходимо поставлять $5 \,.\, 8 \,.\, 10^{11}$ $(1 - 1/e) = 4{,}6 \,.\, 10^{11}$ фотонов каждые 100 мксек, т. е. $4{,}6 \,.\, 10^{15}$

фотонов в секунду. При длине волны, равной 0,54 мкн, соответствует 1 лм $3{,}8 \cdot 10^{15}$ фотонам в секунду. В результате световой поток в 1,2 лм, падающий на площадь в 0,1 $см^2$ этого фотосопротивления, уменьшает первоначальное сопротивление с 2000 ом до 1000 ом при условии, что приложенное вспомогательное напряжение не будет настолько большим, чтобы электрическое поле отводило существенное количество носителей в течение их времени жизни.

Если освещается только небольшая часть кристалла вблизи одного контакта, то чувствительность зависит от полярности вспомогательного напряжения при условии, что электрическое поле будет настолько большим, что время пролета электронов поперек всей ширины кристалла будет малым в сравнении с временем жизни. Например, если приложено напряжение в 20 в, то электрическое поле равняется 20 в/см, а время пролета дырок определяется уравнением

$$\frac{1}{E\mu_p} = \frac{1}{1{,}8 \cdot 10^3 \cdot 20} = 2{,}8 \cdot 10^{-5} \qquad (5\text{—}21)$$

Это значит, что если освещенный конец кристалла обладает положительной полярностью, то на неосвещенном его конце избыточная концентрация уменьшится приблизительно только на 20%. Если же освещенный конец кристалла обладает отрицательной полярностью, то избыточные носители сразу же устраняются и не могут оказывать влияния на сопротивление кристалла. В таких случаях необходимо вводить $5{,}8 \cdot 10^{11}$ электронов во время каждого пролета, т. е. $2{,}1 \cdot 10^{16}$ электронов в секунду; при таком условии сопротивление уменьшится в два раза (если освещаемый конец кристалла имеет положительную полярность), а это значит, что падающий световой поток при длине волны в 0,54 мкн равен 5,5 лм.

5.72 ФОТОДИОДЫ

Отрицательный участок характеристики перехода подвергается воздействию освобожденных светом неосновных носителей тока. Вследствие этого для фотодиода необходимо напряжение смещения в обратном направлении. Сначала рассмотрим на *рис. 156в* простой переход, образованный при вытягивании. Предположим, что опять имеем призмочку из германия размером $1 \times 1 \times 10$ мм с переходом в середине. Остаточный ток i_0 перехода определяется уравнением

$$i_0 = eS\left(p_n \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + n_p \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}\right) \qquad (5\text{—}22)$$

Если осветить переход симметрично на площади в 2 мм² монохроматическим светом 0,24 лм с длиной волны в 0,54 мкн, то при условии, что $n = p = 100$ мксек, будет концентрация $p_n = n_p = 5{,}8 \cdot 10^{13} \cdot \text{см}^{-3}$. Это значит, что остаточный ток возрастет согласно уравнению (5—22) до 16 ма. Темновой ток составляет всего несколько мка.

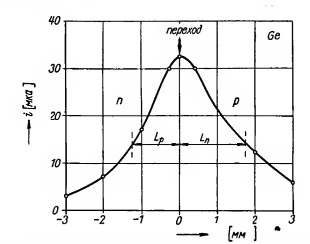


Рис. 157. Локальное распределение чувствительности фотодиода, изготовленного методом вытягивания, по обеим сторонам перехода

(Время жизни неосновных носителей тока по указанным величинам диффузионной длины $\tau_n = 324$ мксек, а $\tau_p = 288$ мксек); [45]

Если применить освещение белым светом лампой с вольфрамовой нитью накала (лампа накаливания), имеющей температуру 2400 °K, то при ширине освещенного места меньше, чем диффузионная длина неосновных носителей тока, чувствительность составляет около 30 ма/лм.

На *рис. 157* изображено распределение локальной чувствительности по обеим сторонам перехода. По падению чувствительности из уравнения $L^2 = D\tau$ вычисляется время жизни неосновных носителей. Диффузионная длина L представляет расстояние, на котором чувствительность понизилась до 1/e максимума.

Частотная характеристика такого фотодиода зависит от времени жизни и от ширины освещенной полосы. Если время жизни освещения зоны велико, то предельная частота низка. Тот же самый фотодиод с узким лучем света, падающим точно на место перехода, будет иметь высокий частотный предел.

На *рис. 156г* изображена другая конструкция фотодиода. На *рис. 159* изображена конструкция фотодиодов чехословацкого производства. Чувствительность этих фотодиодов такая же, как у предшествующего типа, при условии, что толщина германиевой пластинки достаточна для того, чтобы весь свет был поглощен, и что диффузионная длина больше, чем толщина кристалла.

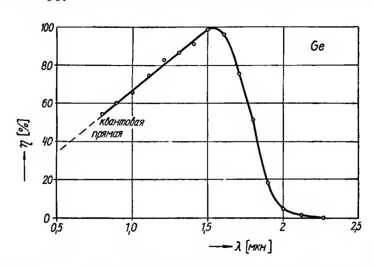


Рис. 158. Спектральное распределение чувствительности плоскостного германиевого фотодиода типа 10 PN 70

Преимущество этой конструкции заключается в практически одинаковой чувствительности по всей поверхности и в высокой частотной границе; вследствие этого эти фотодиоды с успехом применяются для снятия звуковой записи с кинопленки. Предельная частота определяется уравнением

$$f_{\max} = 140/w^2\,, \quad [\text{Мгц}] \tag{5—23}$$

если толщина германиевой пластинки w от поверхности до перехода выражена в мкн. Для получения большой чувствительности необходимо, чтобы поверхность обладала небольшой скоростью рекомбинации. Отношение фототока i к току рекомбинации на поверхности i_s при условии, что освещена вся площадь перехода, дано уравнением

$$i/i_s = D_p/sw \tag{5—24}$$

Следующим важным фактором является остаточный ток при отсутствии освещения i_o, который имеет две составляющие. Одна из них возникает за счет образования носителей на поверхности, а вторая является нормальным диффузионным током из области базы. Диффузионный ток i_d создан поверхностью кольца $wd\pi$ вокруг перехода; он выражается уравнением

$$i_d = wd\pi\, ep_o D_p/L_p\,, \qquad (5-25)$$

где d — радиус перехода, а p_o — равновесная концентрация дырок в области базы. Ток i_s, образовавшийся на поверхности определяется уравнением

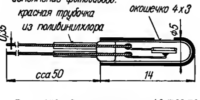


Рис. 159. Фотодиод типа 10 PN 70 в разрезе

1 — исполнение фотодиодов; красная трубочка из поливинилхлора (+), *2* — окошечко 4×3

$$i_s = Sep_o s = \pi d^2 ep_o s/4\,, \qquad (5-26)$$

где S — площадь перехода. Общий остаточный ток i_o дается уравнением

$$i_o = i_d + i_s = \pi dep_o(D_p w/L_p + sd/4) \qquad (5-27)$$

Допустим, что $w/D_p = 0{,}1$, диаметр перехода $d = 2{,}5$ мм и удельное сопротивление германия n-типа составляет 5 ом. см; тогда $i_o \cong 4$ мка, при условии, что скорость поверхностной рекомбинации $s < 200$ см/сек.

Чехословацкие германиевые фотодиоды с конструкцией, изображенной на *рис. 159*, могут применяться в качестве фотодиодов с напряжением смещения или в качестве вентильных фотоэлементов без напряжения смещения. На *рис. 160* и *161* приведены фотографии этих фотодиодов.

Чувствительность определяется посредством измерения переменного фотоэлектрического напряжения, возникающего на нагрузочном сопротивлении 100 ком при освещении 160 мквт/см² белым светом лампы с цветовой температурой 2400 °К. Шум в рабочей точке на сопротивлении нагрузки 100 ком в частотном диапазоне

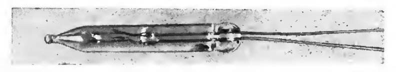


Рис. 160. Фотография германиевого фотодиода, впаянного в стеклянную оболочку диаметром 5 мм

Таб. 29. Германиевые фотодиоды (ЧСР)

Тип	10PN70	11PN70	12PN70	13PN70	14PN70	15PN70
Чувствительность [мв]	< 20	20—40	> 40	< 20	20—40	> 40
Обратный ток при —5 в [мка]	< 15	< 15	< 15	15—30	15—30	15—30
Обратный ток при —50 в [мка]	< 500	< 500	< 500	< 500	< 500	< 500
Наибольшее рабочее напряжение [в]	— 20	— 20	— 20	— 20	— 20	— 20

от 20 до 20 000 гц меньше, чем 500 мкв. Однако можно выбрать диоды, у которых шум меньше, чем 50 мкв. (Пределы сортировки: до 50 мкв, от 50 до 150 мкв, от 150 до 500 мкв). Рабочая температура — от —20 °С до +45 °С.

На *рис. 162* изображена зависимость фотоэффекта от напряжения смещения. Падающий свет 2,2 мквт прерывается с частотой 200 гц и посредством переменного широкополосного усилителя фотоэлектрическое напряжение измеряется на сопротивлении нагрузки 100 ком.

При нулевом значении смещения появляется сигнал за счет вентильного фотоэффекта, а при дальнейшем повышении напря-

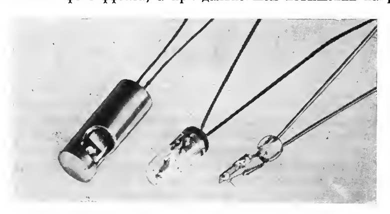


Рис. 161 Фотография германиевого фотодиода по рис. 159

жения смещения появляется фотоэффект в пять и даже десять раз больший, который при определенном значении напряжения смещения становится практически независимым от него. По одновременно с напряжением смещения возрастает шум, так что существует определенное оптимальное напряжение смещения, при котором имеется оптимальный порог (порог — это световая мощ-

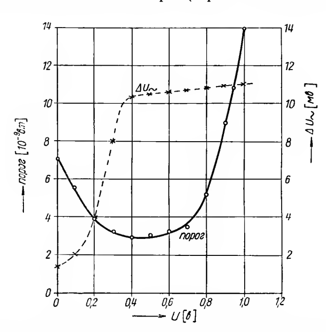


Рис. 162. Зависимость фотоэфекта от напряжения смещения фотодиода 10 PN 70. Порог, т. е. световая мощность, при которой сигнал равняется шуму, обозначен пунктиром

ность, при которой сигнал равен шуму). При комнатной температуре порог находится около 10^{-9} вт падающей световой мощности.

Для работы фотодиода в области насыщения необходимо, чтобы наименьшее напряжение U_o на переходе находилось в пределах от 0,3 до 0,5 в. Так как фотодиод работает с большим сопротивлением нагрузки R (100 ком), то напряжение смещения должно иметь такую величину, чтобы было $(U - U_R) < U_o$, где U_R — падение напряжения на сопротивлении нагрузки R, создаваемое остаточным током i_o. Так как R является величиной постоянной, а i_o сильно зависит от температуры, то напряжение смещения U должно

быть согласовано с данной температурой. На *рис. 163* изображена зависимость фотоэффекта от напряжения смещения при двух различных температурах. Мы видим, что при 54 °C напряжение смещения должно быть минимально 20 в, для того чтобы влияние увеличенного остаточного тока было компенсировано. В насыщенной области фотоэффект практически не зависит от темпера-

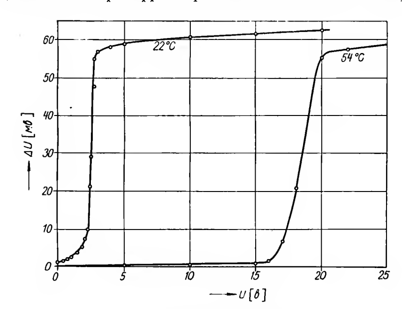


Рис. 163. Зависимость фотоэффекта фотодиода типа 10 PN 70 от напряжения смещения при двух различных температурах

туры. Для устранения влияния температуры на остаточный ток следует работать с исходным достаточно высоким напряжением, примерно 100 в, которое к фотоэлементу подключается через независимый от температуры делитель напряжения таким образом, чтобы влияние возрастающего остаточного тока компенсировалось повышением напряжения. Для этой цели с успехом применяется термистор или вспомогательный p-n-переход.

О практической независимости фотоэффекта от температуры можно судить по *рис. 164*, где в температурном диапазоне от 0 до 55 °C фотоэффект изменяется не более чем на $\pm 5\%$. Наоборот, вентильное фотоэлектрическое напряжение того же фотоэлемента находится в сильной зависимости от температуры.

Частотная зависимость фотоэффекта весьма удовлетворительна. Иэ *рис. 165* видно, что эти фотодиоды могут быть применены вплоть до частоты 10 кгц с лучшей частотной характеристикой по сравнению с цезиовым газонаполненным фотоэлементом. Вследствие этого они с успехом применяются для звукового кино. Данные для кривой, иэображенной на *рис. 165*, были получены при измерении, когда вся плоскость кристалла была равномерно освещена,

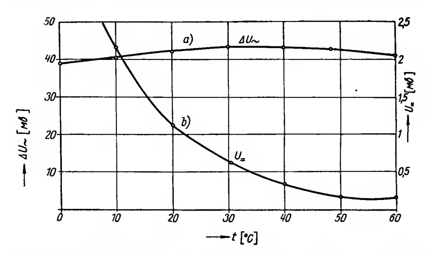


Рис. 164. Температурная зависимость фотоэффекта фотодиода 10 PN 70
а) фотодиод с напряжением смещения, *б)* фотодиод без напряжения смещения

так что падение кривых происходит преждевременно. Если свет сосредоточивается на место перехода, то частотный диапаэон расширяется в десять раз. С повышением температуры частотные свойства еще улучшаются.

Вышеописанные германиевые фотодиоды могут применяться и без напряжения смещения в качестве вентильных фотоэлементов. Их коэффициент полезного действия для преобразования солнечного света составляет только 1%, главным образом потому, что последовательное сопротивление составляет около 100 ом. В прилагаемой таблице приведены их параметры.

Фотоэлементы освещаются белым светом лампы с цветовой температурой 2400 °K. Измерение происходит при 20 °C. В последнее время было разработано много типов кремниевых фотоэлементов, которые применяются для получения электрической энергии за счет солнечного иэлучения (солнечная батарея). Коэффи-

Таб. 30. Различные фотоэлементы английского производства (46)

А) Фотосопротивления CdS

Тип	Площадь (мм²)	Спектр. область (мкн)	Пик (мкн)	Чувствительность мка/лм	Ток в темноте мка/в	Наиб. ток (ма)	Наиб. напряжение (в)	Наибольшая рассеив. мощность (мвт)	Температура °C	Постоянная времени (мсек)	Изготовитель
PXI/1	12,5	0,4–0,7	0,52	1—2	1/100	1	300	100	—40 — +70	50	Brit. Thoms. Houston
PXI/2	12,5	0,4–0,7	0,52	2	1/100	1	300	100	—40 — +70	50	Rugby
ORP 11	125	0,4–0,9	0,5–0,7	200	5/100	14	100	200	—40 — +70	—	Mullard
ORP 90	180	0,4–0,9	0,5–0,7	200	2,5/300	31	350	600	—40 — +70	—	Rank-Cintel

Б) Фотосопротивления

Тип	Материал	Площадь (мм²)	Спектр. область (мкн)	Пик (мкн)	Чувствительность	Порог (вт)	При	Наиб. ток (ма)	Наиб. напряжение (в)	Наиб. температура °C	Постоянная времени (мксек)	Сопрот. фотоэл. Мом	Изготовитель
61SV	PBS	36	0,3–3,5	1,8—2,8	3 ма/лм	$5{,}5 \cdot 10^{-11}$	(T_f = 2700 °K	0,5	250	60	75	1—4	Mullard
61RV	PbSe	6	1–5	2—4		$8 \cdot 10^{-9}$	4 мкн	—	—	40	1	0,015-0,1	Mullard
63TV	PbTe	10	0,6–6	3—5	650 в/bm	$8 \cdot 10^{-10}$	4 мкн		250	—	10–100	1—50	Mullard
ORP10	InSb	3	0,6—7,8	5—7		$4 \cdot 10^{-9}$	6 мкн	100	—	70	1	75 ом	Mullard

В) Германиевые фотодиоды и транзисторы

Тип	Площадь (мм²)	Спектр. область (мкн)	Пик (мкн)	Чувствительность (ма/лм)	Ток в темноте (мка) при (в)	Наиб. ток (ма)	Наиб. напряж. (в)	Наиб. рассеив. мощность (мвт)	Изготовитель
OAP 12	1,0	0,5—1,8	1—1,6	50	15/10	3	30	30	Mullard
OCP 71	7	0,5—1,8	1—1,6	300	300/10	10	12,5	25	Mullard
PG 40 A	0,075	0,4—2	1,7	30	200/25	15	50	15	Stantel
PG 50 A	0,15	0,4 2	1,7	30	250/50	50	100	50	Stantel

Г) Фотоэлектромагнитные приборы

Тип	Площадь (мм²)	Спектр. область (мкн)	Пик (мкн)	Порог при 6 мкн (вт)	Постоян. времени (мксек)	Сопротивление (ом)	Изготовитель
PC 21	2	0,4—7,5	6,2	10^{-9}	< 1	5—15	Technical Ceram.
PC 25	8	0,4—7,5	6,2	$2 \cdot 10^{-9}$	< 1	25—40	Technical Ceram.

Д) Кремниевые фотоэлементы (солнечные батареи)

Тип	Площадь (мм²)	Спектр. область (мкн)	Пик (мкн)	Освещение (лк)	Напряжение вхолостую (мв)	Ток короткого замыкания (ма)	Наиб. мощность (мвт)	Наиб. нагрузка (ом)	Температура (°C)	Постоянная времени (мксек)	Изготовитель
MS1	10	0,4–1,2	0,8	1 000 10 000 100 000	400 545 590	0,04 0,5 5	0,17 2,3	7000 900 40	—40 до +120	< 1	Ferranti
MS2	227	0,4–1,2	0,8	1 000 10 000 100 000	350 460 500	1,1 11 110	0,14 3 24,3	300 35 2	—40 до +125	< 1	Ferranti
MS10	45	0,4–1,2	0,8	1 000 10 000 100 000	380 500 560	0,2 2,3 23	0,04 0,8 11	2000 300 15	—40 до +120	< 1	Ferranti
MS11	505	0,4–1,2	0,8	1 000 10 000 100 000	330 420 480	2,5 26 260	0,35 6,7 47	100 10 0,5	—40 до +120	< 1	Ferranti

Таб. 31

Тип	Ток в темноте	Чувствительность [а/лм]	Дифференциальное внутреннее сопротивление [ом]	Предельная частота [гц]
Гомогенное фотосопротивление с большим сопротивлением	1– 10 ма	0,03	10^3	$1—5 . 10^8$
Переход, полученный вытягиванием	1– 10 мка	0,03	$1—10 . 10^8$	$2—5 . 10^5$
Сплавной фотодиод	1–10 мка	0,03	$1—10 . 10^6$	$2—10 . 10^5$
Фототранзистор	10–100 мка	3	$1—10 . 10^6$	$4—10 . 10^4$
Точечиый фотодиод	1–3 ма	0,2	$1—3 . 10^4$	$2—10 . 10^5$
Фотосопротивление PbS с несколькими переходами	1–10	10	$1—10 . 10^5$	$1—5 . 10^3$

циент полезного действия у них достигает (у лучших изделий) 10%, у прежних типов всего 6%. Напряжение вхолостую составляет 0,5÷0,6 в, ток короткого замыкания до 25 ма/см². При оптимальной нагрузке напряжение находится в пределах от 0,3 до 0,4 в.

5.73 ФОТОТРАНЗИСТОРЫ

Фототранзистор гораздо чувствительнее, чем простой p-n-переход. На *рис. 156д* изображено схематическое устройство фототранзистора. Для получения наибольшей эффективности освещенное место должно находиться близко к переходу, к которому приложено запирающее напряжение смещения. Увеличение фототока объясняется таким же образом, как у транзистора. Коэффициент усиления по току определяется уравнением

$$\alpha^* = 1 + \frac{L}{d_p} \cdot \frac{\varrho_1}{\varrho_2}, \qquad (5-28)$$

где L_p — диффузионная длина дырок в n-области, которая не освещена, ϱ_2 — удельное сопротивление этой области, ϱ_1 — удель-

ное сопротивление p-области и d — толщина p-области. Обычно величины $\alpha^* = 100$, так что чувствительность будет около 3а/лм. Конечно предполагается, что весь свет падает на узкую область p-n-перехода. Частотная характеристика хуже, чем у обыкновенного фотодиода. Поэтому на практике лучше всего применять

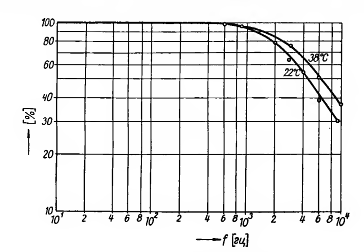


Рис. 165. Частотная зависимость фотодиода

Вся площадь кристалла была освещена. При сосредоточении света на место перехода частотный предел увеличивается в десять раз. Полученная кривая изображена беа учета влияния ёмкости вводного кабеля

комбинацию хорошего фотодиода с хорошим транзистором, благодаря чему можно получить бо́льшее усиление при лучших частотных свойствах.

Точечный фотодиод, изображенный на *р. 156б* является самым старым типом фотоэлементов, у которых используется переход; это — известный световой детектор Босе. Если острие подверглось формовке, то получается очень большое усиление и при сосредоточивании всего света на малой площади около острия чувствительность достигает 0,2 а/лм. В темноте ток составляет $0{,}1 \div 2$ ма.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 5

1 *Torrey, H. C., Whitmer, Ch. A.:* Crystal rectifiers, New York 1948.
2 *Tauc, J.:* Krystalové diody a triody; STNL, Praha 1952.
3 *Karlovský, J., Valůšek, M.:* Křemíkové směšovací diody; Sl. O., 17, (1956), № 12, стр. 672—680.

4 *Bomac, Lab. Inc.:* A reversible silicon mixer diode; Electronics VII, (1955), 11.
5 *Lovelock, R. T.:* Point contact germanium rectifiers; Wireless World XI, (1953), стр. 511—514.
6 *Dawson, J. W.:* Germanium diodes sealed in glass.
7 *Firle, T. E., McMahon, M. W., Roach, J. F.:* Recovery time measurement on point-contact germanium diodes; Transaction IRE, ED-1, IV, (1954), стр. 27—33.
8 *Frank, H., Šnejdar, V.:* Tuzemské germaniové diody; Sděl. Techn. 2, (1954), № 1, стр. 2—4.
9 *Frank, H.:* Oscilografické snímání charakteristiky germaniových diod; Sděl. techn. 2, (1954), № 2, стр. 40—45.
10 *Frank, H., Šnejdar, V.:* Vliv teploty na statické charakteristiky germaniových diod; Sděl. techn. 2, (1954), № 3, стр. 71—72.
11 *Šnejdar, V.:* Stejnosměrné charakteristiky germaniových diod; Sděl. techn. 2, № 2, стр. 39—40.
12 Кристаллические детекторы, Радио, Москва (1952).
13 *Jager, J.:* Die Anwendung von Germaniumspitzendioden; Philips techn. Rundschau 16, (1955), № 7, стр. 213—220.
14 *Lovelock, R. T.:* The use of the germanium rectifier in television receivers; Proc. IRE 99, (part IIIa), (1952), стр. 551—559.
15 *Armstrong, D. T.:* Crystal diodes in modern electronics; Radio and Telev. News, (1952), (IV), стр. 70-72, (VI), стр. 46—47.
16 *Hall, R. N.:* Proc. IRE 40, (1952), стр. 1512.
18 *Lehovec, K., Belmot, E.:* Preparation of P—N junctions hy surface melting, J. appl. Phys. 24, (1953), стр. 1482—1484.
19 *Shulman, R. G., van Winkle, D. M.:* Pressure welded P—N junctions in germanium; J. appl. Phys. 24, (1953), стр. 224.
20 *G. E. C.:* A kilowatt germanium junction rectifier; Brit. Radio and Television VI, (1955), стр. 163—164.
21 *Boyer, J. L.:* Power Rectification, Westinghouse Engineer IX, (1954), стр. 183—186.
22 *Frank, H., Šnejdar, V.:* Germaniové plošné usměrňovače, Sl. O. 16, (1955), стр. 84—91.
23 *Frank, H., Šnejdar. V.:* Germaniové usměrňovače s přechodem P—N; Sděl. techn. 3, (1955), № 1, стр. 2—3.
24 *Frank, H.:* Použití germaniových plošných usměrňovačů pro měření malých napětí; Sděl. techn. 3, (1955), № 1, стр. 4—5.
25 *Frank, H.:* K otázce statické charakteristiky přechodu P—N u germania; Čs. čas. fys. 5, (1956), стр. 201—203.
26 *Frank, H.:* Germaniové usměrňovače; Technické informace UTEIN Praha, řada 17, svazek 2, 1956.
27 *Mierdel, G., Kroczek, J.:* Selenové usměrňovače; SNTL, Praha 1955.
28 *Davydov, V.:* Techn. Phys. USSR 5, (1938), стр. 87.
29 *Rouault, C. L., Hall, G. N.:* Proc. IRE 40, (1952), стр. 15.
30 *Goucher, F. S., Pearson, G. L., Sparks, M., Teal, G. T., Shockley, W.:* Phys. Rev. 81, (1951), стр. 637.
31 *Tauc, J.:* Elektrotechn. ohzor 42, (1953), стр. 495.
32 *Tauc, J.:* Čs. čas. fys. 4. (1954), стр. 158.
33 *Shockley, W.:* Electrons and holes in semiconductors. Van Nostrand, New York 1950.
34 *Hall, R. N., Dunlap, W. C.:* P—N junctions prepared hy impurity diffusion; Phys. Rev. 80, (1950), № 3, стр. 467—468.
35 *Pearson, G. L., Sawyer, B.:* Proc. IRE 40, (1952), стр. 1348.

36 *Pearson, G. L., Fuller, C. S.:* Proc. IRE 42, (1954), стр. 4.
37 *Prince, M. B.:* Diffused P—N junction silicon rectifiers; Bell Syst. Techn. Journ. V, (1956), стр. 661—684.
38 *Hamann, C. E.:* Germanium new frontier for high power rectification; Product Eng. VIII, (1954), стр. 188—192.
39 *Chase, F. H., Hamilton, B. H., Smith, D. H.:* Transistors and diodes in telephone power plants; Bell Syst. Techn. J. 33, (1954), стр. 827—858.
40 *Crenshaw, R. M.:* Applications of germanium power rectifiers; El. Eng. V., (1955), стр. 418—422.
41 Австрийский патент 177475, Western Electric, 1954.
42 *Perlstein, A.:* Einige Anwendungen von Germaniumspitzendioden; Philips techn. Rundschau 16, (1955), № 7, стр. 213—220.
43 *Rost, R.:* Kristallodentechnik, Verlag W. Ernst, Berlin 1954.
44 *Frye, J. T.:* The versatile Crystal Probe; Radio and Television News, April (1951), стр. 43—45.
45 *Hunter, L. P.:* Photocondutivity and photovoltaic cells; Section 5.
46 *Tyndall, J.:* A survey of semiconductor photosensitive devices; The Transistor Era, Brit. Com. El. (1959), стр. 56—60.

6. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТРИОДЫ И ИХ СВОЙСТВА

Транзисторный эффект, описанный в разделе 2.5, был основой для создания усилительных кристаллических приборов, кристаллических триодов, тетродов и фототранзисторов. Очень часто эти виды приборов называются транзисторами. Это название произошло от первоначального английского выражения TRANSfer resISTOR, означающего импедансные соотношения в кристаллическом усилительном приборе.

Введение (инжекция) неосновных носителей, как мы уже узнали, может происходить либо посредством металлического острия, соприкасающегося с поверхностью полупроводникового кристалла, либо при помощи определенной части полупроводникового кристалла, которая удовлетворяет условиям введения носителей. Эти два вида и были основой двух основных конструкций транзисторов. Введение неосновных носителей посредством металлического острия привело к конструкции точечного транзистора, а плоскостная инжекция посредством соответствующей части полупроводникового кристалла составляет основу плоскостных транзисторов. Названия «точечный транзистор» и «плоскостной транзистор» отвечают и геометрическим представлениям, которые у нас появляются при произношении этих названий, позволяют далее судить о величине активной площади этих приборов и о емкости прибора, а следовательно, и о его частотных свойствах.

Разделение транзисторов на точечные и плоскостные на практике не охватывает полностью проблематику применения этих новых элементов электрических схем, в особенности по отношению к частотным свойствам и досягаемой мощности. Точечные транзисторы практически становятся только историческим этапом на пути развития полупроводниковых приборов и наглядным пособием для объяснения транзисторного эффекта, а на практике они всюду заменяются плоскостными транзисторами. Ввиду этого мы упомянем о точечных транзисторах сравнительно коротко и, главным образом, для того чтобы лучше выявились свойства плоскостных транзисторов.

Кроме основных типов усилительных транзисторов, о которых мы скажем в дальнейшем тексте, существует еще много специальных приборов, основанных на транзисторном эффекте, о которых мы уже упомянули в разделе 2.55.

6.1 КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

Конструкция кристаллических триодов зависит от расположения основных электродов, у которых была определена возможность введения неосновных носителей в полупроводниковый кристалл. С этим связана и различная технология точечных и плоскостных транзисторов. Специальная конструкция транзисторов для высокой частоты и для большой мощности будет описана позже.

6.11 ТОЧЕЧНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Точечный транзистор любого вида представляет собой прибор [1], в основу которого входит система металлических точечных контактов и соответствующего полупроводникового кристалла, изображенная на *рис. 166*. Полоска полупроводникового материала соединена с основным несущим металлическим электродом или же с охлаждающей пластинкой. К поверхности кристалла прижаты два металлических острия, расположенных друг от друга на расстояние приблизительно 50 мкн. К одному точечному контакту транзистора подводим сигнал, который мы желаем усилить, а с другого точечного контакта усиленный сигнал снимаем. Третий электрод транзистора образован металлическим основным электродом. Это основание делается металлическим для лучшего отвода тепла от внутренней части транзистора. Точечные контакты изготовляются из металлов, которые обладают достаточной механической прочностью и к которым прибавляется подходящий легирующий элемент. Например, для транзисторов, изготовленных из полупроводника n-типа, в острие контакта прибавляется один из элементов пятой группы периодической системы элементов Менделеева, а для транзисторов p-типа прибавляется элемент третьей группы. Для транзисторов, изготовляемых из германия

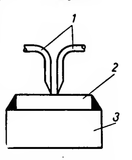


Рис. 166. Устройство точечного транзистора:

1 — металлические точечные контакты, 2 — полупроводниковая пластинка, 3 — несущее основание

p-типа, применяется проволока из фосфористой бронзы диаметром 0,15—0,3 мм. Если не имеется специальной оговорки изготовителя, то речь идет всегда о транзисторах, изготовленных из германия n-типа.

Электрическая схема точечного транзистора основана на теории введения неосновных носителей. В общем эмиттер всегда включен в прямом направлении, если учитывать выпрямляющий эффект между эмиттером и базой, тогда как коллектор всегда включен в обратном направлении, если учитывать выпрямляющий эффект между коллектором и базой. Вследствие этого, к эмиттеру приложено напряжение порядка нескольких десятых вольта, а к коллектору порядка десятков вольт. Полярность соответствующих напряжений на электродах транзистора, изготовленного из материала n-типа, обозначена на *рис. 167*, а полярность напряжений на электродах транзистора p-типа по отношению к базе будет обратной. Как мы увидим в дальнейшем, применение металлических точечных контактов в качестве коллектора связано с некоторыми производственными затруднениями и оказывает решающее влияние на электрическую и механическую устойчивость транзистора. Источником неустойчивости является место соприкосновения контакта с кристаллом. Встает, таким образом, вопрос, почему же применяется точечный контакт вместо плоскостного металлического электрода, находящегося на поверхности кристалла. У точечного транзистора неосновные носители перемещаются в кристалле от эмиттера к коллектору, в основном, за счет электрического поля коллектора. Для хорошей функции транзистора необходимо, чтобы это поле коллектора имело наибольшую напряженность в непосредственной близости с коллектором. Как известно, этого можно достигнуть посредством применения точечного соприкосновения выводного электрода с поверхностью кристалла. Коэффициент усиления по току точечных транзисторов обычно бывает около 2,5. Следовательно, усилительная способность такого транзистора не так уж особенно высока. Однако посмотрим еще раз на принципиальную схему включения транзистора в качестве усилителя (см. *рис. 167*). Включение эмиттера в прямом направлении характеризуется тем, что входное сопротивление транзистора будет такого же порядка, как

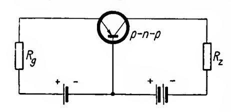


Рис. 167. Принципиальная схема включения транзистора, изготовленного из полупроводника n-типа, в качестве усилителя

сопротивление точечных диодов, т. е. приблизительно несколько сот ом: наоборот, коллектор, включенный как точечный диод в обратном направлении, будет обладать сопротивлением порядка нескольких десятков ком. Точечный транзистор обычно работает в режиме усиления в том случае, если отношение выходного сопротивления (коллектор—база) к входному сопротивлению (эмиттер—база) больше единицы. Возможное усиление транзистора по

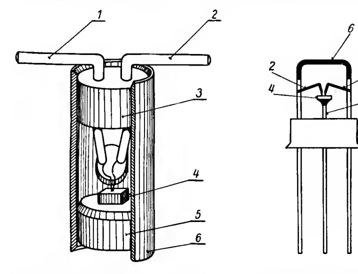


Рис. 168. Точечный транзистор фирмы Белл, называемый транзистором типа А:
1 — эмиттер, *2* — коллектор, *3* — проходкой изолятор, *4* — кристалл германия, *5* — база, *6* — корпус

Рис.169. Точечный транзистор фирмы RCA:
1 — эмиттер, *2* — коллектор, *3* — база, *4* — полупроводниковый кристалл, *5* — цоколь, *6* — изоляционный корпус

напряжению равно произведению коэффициента усиления по току на отношение выходного сопротивления к входному. Как было уже сказано, коэффициент усиления по току у точечных транзисторов обычно равен 2,5, а отношение выходного сопротивления к входному бывает порядка нескольких десятков. Следовательно, даже в том случае, если транзистор будет иметь усиление по току, равное только единице, то усиление по напряжению должно быть довольно значительным. Относительно небольшое входное сопротивление транзистора имеет еще и другое значение. Ввиду того что это сопротивление мало, то напряжение на выходе транзистора будет зависеть, в основном, от тока входной цепи, т. е. не от входного на-

пряжения, как это имеет место у обычной вакуумной лампы. До 1955 года точечные транзисторы применялись главным образом в качестве усилителей до частоты 10 Мгц и в качестве импульсных усилителей. Их свойство легко выходить из устойчивого состояния использовалось в генераторах и опрокидывающих схемах. Большинство точечных транзисторов, которые находятся на рынке, обладают переменной мощностью не больше, чем 20 мвт [2], [3], [4], [5]. Большинство фирм, изготовляющих точечные транзи-

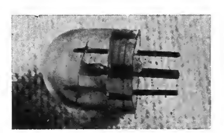


Рис. 170. Чехословацкий точечный транзистор

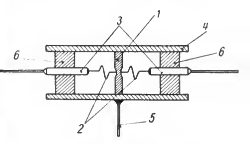


Рис. 171. Коаксиальный транзистор в разрезе:

1 — полупроводниковая пластинка, *2* — пружинящие металлические контакты, *3* — контактные выводы, *4* — корпус, *5* — вывод базы, *6* — проходные изоляторы

сторы, прекращают их производство и внедряют в производство новые типы плоскостных транзисторов. В таблицах 12-й главы приведен обзор точечных транзисторов. Несмотря на то, что точечные транзисторы не могут конкурировать с плоскостными транзисторами, все-таки необходимо описать их конструкцию, применяемую различными фирмами, чтобы было можно проследить за их развитием. Точечные транзисторы отдельных фирм отличаются друг от друга не только своими электрическими параметрами, но также и конструктивным оформлением. На *рис. 168* изображен транзистор фирмы Белл тип 611, производство 1949 г. [6]; на *рис. 169* изображен точечный транзистор фирмы RCA, прозводство 1950 г. [4]; на *рис. 170* изображен чехословацкий точечный транзистор (1954 г). Усилительная система находится в герметизированном корпусе. Металлические точечные контакты прикреплены к кристаллу подходящей пластмассой. Цоколь со штырьками позволяет сменять транзисторы подобно тому, как это делается с вакуумными электронными лампами. Производство указанных типов точечных транзисторов требует тщательной установки весьма незначительного расстояния между обоими остриями; кроме того, необходимо фиксировать эти контакты на случай механических сот-

рясений. Вследствие этого эти транзисторы собираются под микроскопом посредством специальных приспособлений, которые облегчают точную установку расстояния. Ввиду такого трудоемкого изготовления, точечные транзисторы дороже плоскостных. Точечные контакты фиксируются на поверхности кристалла специальным веществом, а иногда весь транзистор заливается компаундом.

Сначала предполагали, что транзисторный эффект представляет собой явление поверхностное. Еще до того, как был найден принцип плоскостного транзистора, был произведен опыт, при котором точечные контакты были прижаты к обеим сторонам

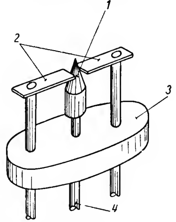
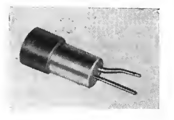


Рис. 173. Схематическое устройство транзистора с конусообразным кристаллом:

1 — полупроводниковый кристалл, 2 — эмиттер и коллектор, 3 — изоляционная пластинка, 4 — вывод базы


Рис. 172. Точечный транзистор ОС 50

тонкой полупроводниковой пластинки; и в данном случае также был обнаружен транзисторный эффект. Тот факт, что при точечном введении неосновные носители могут течь также внутри кристалла, привел к конструкции так называемого коаксиального транзистора, схематическое изображение которого указано на *рис. 171* [7, 8]. Эта конструкция имела то преимущество, что она позволяла легче установить точное расстояние между остриями и что весь транзистор отличался лучшей механической и электрической устойчивостью. При этом цепь эмиттера была электростатически экранирована от цепи коллектора. Однако при массовом производстве шлифовка пластинок была затруднительна и в некоторых местах она была заменена электролитическим травлением посредством узкой струи электролита. На *рис. 172* изображен точечный транзистор ОС 50. Для облегчения центральной установки контактов конструкция коаксиального

транзистора была изменена и вместо полупроводниковой пластинки стали применять полупроводниковый стерженек, заточенный либо на клин, либо на конус. Такая конструкция схематически изображена на *рис. 173* [9]. Иное усовершенствование точечного транзистора представляет конструкция, схематически изображенная на *рис. 174* [10]. Полупроводниковый кристалл отшлифован в виде призмы, одно ребро которой припаяно к базе. К противоположному ребру призмы прилегают два электрода из подходящего металла, которые заменяют точечные контакты. Точное расстояние между электродами устанавливается заранее, так что устраняется затруднение по установке контактов. И в отношении механической устойчивости такое устройство транзистора является более надежным. Такая конструкция была применена и для точечного тетрода, который позже был оттеснен плоскостным тетродом.

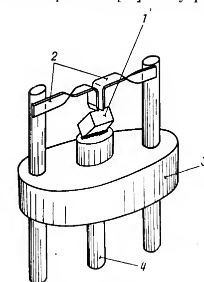


Рис. 174. Схематическое устройство призматического транзистора:
1 — полупроводниковый кристалл, *2* — эмиттер и коллектор, *3* — изоляционная пластинка, *4* — вывод базы

Точечный транзистор с полупроводником p-типа никогда не появлялся на рынке [11]. Точечный транзистор с германием p-типа имел бы высший частотный предел, вследствие большей подвижности электронов по сравнению с подвижностью дырок, но его усиление бывает меньше, чем у материала n-типа. Применение кремния в качестве основного материала для точечных транзисторов не имеет уже смысла ввиду существования более совершенного плоскостного транзистора [12].

6.12 ПЛОСКОСТНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Плоскостные транзисторы в общем существенно отличаются от транзисторов точечных. Металлические точечные электроды заменены соответствующими частями того же самого полупроводникового материала. Этот плоскостной транзистор по существу пред-

ставляет полупроводниковый кристалл, у которого имеются три части с различным типом проводимости *(рис. 175)*.

Таким образом, могут быть транзисторы p-n-p-типа [14] и n-p-n-типа [15]. Эти типы транзисторов отличаются друг от друга, в основном, различной полярностью источника питания, тогда как остальные электрические величины остаются почти одинаковыми. Схема включения плоскостного транзистора p-n-p-типа подобна схеме включения точечного транзистора, согласно *рис. 167*,

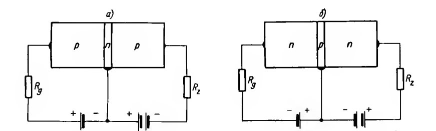


Рис. 175. Схемы основных типов плоскостных транзисторов
а) p-n-p-тип, *б)* n-p-n-тип

а плоскостной транзистор n-p-n-типа имеет обратную полярность источника питания.

Существует несколько способов образования в монокристалле полупроводника p-n-переходов, необходимых для конструкции плоскостных транзисторов. Наиболее распространенными методами образования перехода являются метод вытягивания, метод вплавления и диффузионный метод; кроме того, для изготовления высокочастотных транзисторов применяют электрохимический метод. Первый из перечисленных методов заключается в том, что в расплавленный полупроводник при вытягивании добавляют элементы, которые образуют в вытягиваемом кристалле проводимость p- или n-типа. При установке правильной температуры и скорости вытягивания кристалла можно получить любые переходы p-n-p-типа или n-p-n-типа [16, 17, 18]. Полученные этим способом переходы снабжаются соответствующими выводными электродами, чем и заканчивается изготовление плоскостного транзистора. Преимущество транзисторов, изготовляемых методом вытягивания, перед транзисторами, изготовляемыми методом вплавления, заключается в том, что они применимы для более высоких частот. Доводы приведены в разделе 7.8.

Метод вплавления более простой и до 1956 года плоскостные транзисторы изготовлялись главным образом этим методом [19]. При этом методе берется полупроводниковая пластинка n-типа, на обеих сторонах которой при высокой температуре образуется сплав применяемого полупроводника с элементом, который преобразовывает первоначальную проводимость n-типа в p-тип, так что после охлаждения обеих сторон пластинки получаются p-n-переходы. Один переход, меньший, служит в качестве эмиттера, а другой, больший, образует коллектор (см. *рис. 176*).

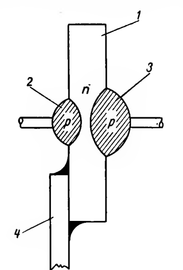


Рис. 176. Схематическое изображение устройства плоскостного транзистора p-n-p-типа, изготовленного методом Холла:

1 — полупроводниковый кристалл, 2 — эмиттер, 3 — коллектор, 4 — ввод к базе

Рис. 177. Распределение примесей в полупроводнике при изготовлении плоскостного транзистора p-n-p-типа методом Холла

При температурном процессе, т. е. при сплавлении, оба перехода направляются навстречу друг другу по направлению вглубь кристалла по мере того, как образуется сплав применяемого элемента с полупроводником; переходы образуются точно в том месте, где количество примесей, образующих полупроводник p-типа, и количество примеси n-типа в исходном кристалле будут равны. Необходимо, чтобы оба перехода как можно больше приблизились друг к другу, так как чем меньше будет между ними расстояние, тем больше будет усиление транзистора и тем больше будет частотный

диапазон. На *рис. 177* изображен процесс концентрации p- и n-примесей в германиевом плоскостном транзисторе с p-n-p-переходом. Габаритами изготовленных эмиттера и коллектора определяется мощность транзистора. Подробнее об этом будет сказано в главе о мощных транзисторах. Обычно изготовляемые плоскостные транзисторы обладают рассеиваемой мощностью до 150 *мвт*.

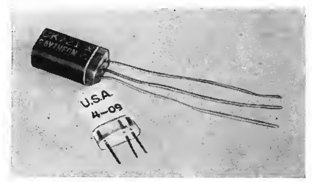


Рис. 178. **Плоскостные германиевые транзисторы с рассеиваемой мощностью в 50 мвт фирм Raytheon и RCA**

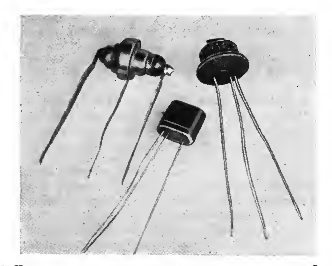


Рис. 179. **Плоскостные германиевые транзисторы с рассеиваемой мощностью в 50 мвт в металлических кожухах**

Слева направо: советский транзистор П 1, транзистор фирмы Tex. Instruments GT 760 и фирмы Gen. Electric GE 21

Если применить соответствующую комбинацию материалов, то при помощи вышеописанного метода можно изготовить транзисторы и n-p-n-типа. База образована полупроводником p-типа, а для образования эмиттера и коллектора применяют элементы пятой группы периодической таблицы Менделеева, тогда как у транзисторов p-n-p-типа были применены элементы третьей

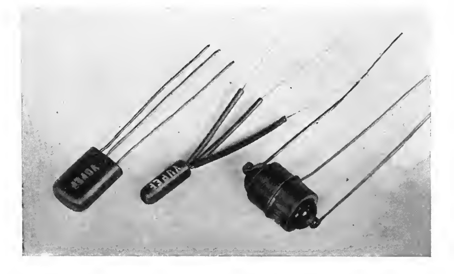


Рис. 180. Чехословацкие плоскостные германиевые транзисторы с рассеиваемой мощностью в 50 мвт, 20 мвт и 250 мвт

группы. Рабочая полярность транзисторов n-p-n-типа аналогична с полярностью вакуумных электронных ламп, благодаря чему этот тип транзисторов становится выгодным в тех случаях, когда в одной и той же схеме включены вакуумные электронные лампы вместе с полупроводниковыми транзисторами.

Нельзя утверждать, что транзисторы, изготовленные методом вытягивания, совершенно эквивалентны с транзисторами, изготовленными методом вплавления. Это следует, с одной стороны, из того, что у них различная форма p-n-перехода, с другой стороны, из того, что их конфигурация различна. У сплавных транзисторов имеет место так называемый крутой p-n-переход, тогда как у транзисторов, изготовленных методом вытягивания, имеет место постепенный p-n-переход. Обычно крутой переход имеет бо́льшую ёмкость, чем переход постепенный, что сказывается на частотной характеристике транзистора. Однако транзисторы, изготовленные

методом вплавления, обладают малыми входными сопротивлениями и небольшими сопротивлениями базы, что является одним из решающих свойств для мощных транзисторов. У транзисторов, изготовленных методом вытягивания, области эмиттера и коллектора всегда обладают определенной проводимостью, порядка от единицы и до нескольких десятых $ом^{-1} \cdot см^{-1}$, тогда как у транзисторов, изготовленных методом вплавления, эти области обладают почти металлической проводимостью. Это обстоятельство весьма благоприятно для конструкции мощных транзисторов. В общем можно сказать, что транзисторы, изготовленные методом вытягивания пригодны для более высокой частоты, когда мощность не должна быть больше нескольких десятков мвт, тогда как сплавные транзисторы пригодны для большой мощности порядка сотен ватт.

До сего времени диффузионный метод изготовления плоскостных транзисторов всех видов является самым современным [50]. На *рис. 181* изображено схематическое устройство диффузионного плоскостного транзистора. Его изготовление заключается в том, что в германий p-типа диффундируют примеси n-типа и таким способом образованный слой служит базой транзистора. Исходный германий p-типа образует коллектор. На слой базы методом вплавления наносится эмиттер, обладающий выпрямительным переходом, а вывод базы изготовляется таким же методом, каким изготовляется омический контакт. Вследствие того что диффузионные процессы могут легко управляться во времени, можно при помощи этой техники получать очень тонкие базы, что является первой предпосылкой для изготовления высокочастотных плоскостных транзисторов. Одновременно с тем, посредством этого метода можно получить и плоские переходы с большой площадью, что необходимо для изготовления плоскостных транзисторов большой мощности. О параметрах диффузионных транзисторов более подробно будет сказано в главе, посвященной частотным свойствам транзисторов.

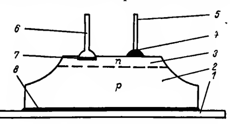


Рис. 181. Схематическое изображение диффузионного транзистора:

1 — кристаллодержатель, *2* — коллектор, *3* — слой базы, полученный методом диффузии, *4* — омический контакт, *5* — вывод базы, *6* — вивод эмиттера, *7* — выпрямительный переход, *8* — вывод коллектора

Наличие обоих типов плоскостных транзисторов (p-n-p и n-p-n) способствовало созданию конструкции специальных электри-

ческих схем, которые в значительной степени упрощают взаимное соединение усилительных ступеней и конструкцию двухтактных усилителей. Более подробно об этом будет сказано в разделе 13.3.

Самыми распространенными до сего времени являются плоскостные транзисторы, приготовленные на базе германия, хотя не пройдет много времени и нормально будут изготовляться плоскостные транзисторы также и из кремния, которые устраняют недостаток германиевых транзисторов, а именно изменение электрических параметров в зависимости от окружающей температуры [25].

Плоскостные транзисторы мощностью до 50 мвт не требуют специальной конструкции для отвода тепла, выделяемого внутри транзистора при его работе; поэтому большинство фирм помещают усилительную систему либо в кожух из пластмассы, либо в стеклянный кожух. Такое исполнение имеют американские транзисторы фирмы Raytheon или RCA (см. *рис. 178*). Однако строгие требования в отношении прочности и устойчивости этих транзисторов были причиной того, что транзисторы помещаются в герметизированный цельнометаллический кожух без применения каких-либо пластмасс. Например, на *рис. 179* изображена конструкция советских плоскостных транзисторов и конструкция американских транзисторов фирмы Texas Instruments. На этом же рисунке изображено оформление вакуумных плоскостных транзисторов фирмы Gen. Electric. На *рис. 180* изображены плоскостные транзисторы чехословацкого производства. Тип 1÷4 NU40 с рассеиваемой мощностью 20 мвт изготовляется в стеклянном кожухе, тип 1÷4 NU70 с рассеиваемой мощностью 50 мвт — в металлическом кожухе и тип 10—12 NU70 с рассеиваемой мощностью 250 мвт также в металлическом кожухе. В главе 12 будут приведены параметры отдельных типов. Транзисторы мощностью свыше 50 мвт изготовляются принципиально в металлическом кожухе для получения более совершенной теплоотдачи. Уже сама по себе конструкция и изготовление плоскостного транзистора ясно показывают, что этот транзистор в механическом отношении является более устойчивым, чем транзистор точечный. Следует обратить внимание и на то, что выводы у плоскостного транзистора плотно припаяны к кристаллу и что в данном случае отсутствуют соединения, образованные контактом, как это имеет место у точечных транзисторов.

6.2 ТРАНЗИСТОР В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СХЕМЫ

Электрические параметры транзисторов станут более наглядными в том случае, если удастся выразить их функции посредством известных элементов электрических схем, как например, емкости, сопротивления или индуктивности, короче говоря, если удастся найти соответствующую эквивалентную схему транзистора. Самый логичный путь для построения эквивалентной схемы транзистора вытекает из его физической сущности, как это было объяснено в разделе 2.5. Обратим еще раз наше внимание на *рис. 176*, на которм изображено схематическое устройство плоскостного транзистора, и на *рис. 167*, на котором изображена его принципиальная схема. Из *рис. 176* видно, что транзистор по существу состоит из двух соответствующим образом соединенных переходов. При нормальной полярности электродов транзистора, включенного обычным образом, эмиттер включен в прямом направлении, а коллектор в обратном, в результате чего получается целесообразное соотношение импедансов. На основании полученных и указанных в разделе 2.4 выводов из теории p-n-переходов можно построить эквивалентную схему простого перехода, изображенную на *рис. 182*, где R_p означает сопротивление запорного слоя, C — емкость запорного слоя и R_s сопротивление самого кристалла и его выводов. Сопротивление R_p не является постоянным, а зависит от величины и полярности приложенного внешнего напряжения.

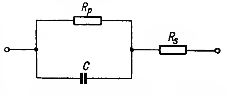


Рис. 182. Эквивалентная схема выпрямляющего p-n-перехода

Эта простая эквивалентная схема может быть использована при выводе эквивалентной схемы транзистора, если при этом будет учтено и активное действие транзистора, т. е. его усиление. От полноты эквивалентной схемы зависит любой успешный анализ, будут ли это низкочастотные или высокочастотные схемы на транзисторах. Ввиду большого количества выведенных эквивалентных схем, привести здесь все невозможно. Учитывая возможность одновременного рассмотрения низкочастотных и высокочастотных свойств транзистора, гораздо лучше указать общую схему, которая в случае надобности может быть упрощена либо для низких частот, либо для высоких [21, 22]. При этом в эквивалентной схеме необходимо разделить отдельные элементы на два вида:

а) внешние компоненты, которые даны, с одной стороны, геометрическим расположением несущей конструкции устройства, с другой стороны, свойствами поверхности примененного кристалла,

б) внутренние компоненты, относящиеся к усилительной системе транзистора. На *рис. 183* наглядно приведены внешние компоненты эквивалентной схемы.

Емкости C_{te} и C_{tk} вносятся небольшими конденсаторами, которые образованы запирающим слоем и эмиттером и запирающим слоем и коллектором. Наличие этих ёмкостей нам станет ясным, если рассмотрим *рис. 15*, где изображены соотношения внутри кристалла в месте p-n-перехода. Предположим, что к переходу приложено большое напряжение в обратном направлении. Электрическое поле, возбуждаемое этим напряжением, оттягивает из пространства p-n-перехода электроны на одну сторону, а дырки на другую. Это означает, что в области перехода нет никаких носителей тока, кроме пренебрежительно малого количества носителей, полученных за счет обратного тока перехода. Вследствие этого на переходе коллектор-база появится ёмкость, так как на обеих сторонах перехода имеются электрические заряды ионов, доноров и акцепторов, неуравновешенные свободными носителями. Точно также и на стороне эмиттера получается аналогично емкость между эмиттером и базой. Величина этой емкости определяется уравнением

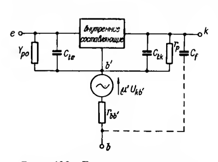


Рис. 183. Внешние составляющие эквивалентной схемы транзистора [21]

$$C_t = A_k \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2\varrho_b \cdot \mu U} \right]^n, \qquad (6-1)$$

где C_t — емкость между соответствующим электродом и базой [Ф],
A_k — сечение соответствующего электрода [м²],
ϱ_b — удельное сопротивление базы [ом . м],
U — напряжение между соответствующим электродом и базой [в],
μ — подвижность неосновных носителей в базе [м²/в . сек],
n — $^1/_2$ для крутого p-n-перехода и $^1/_3$ для постепенного перехода.

Иногда вместо ϱ_b необходимо подставить выражение

$$\varrho_b = \frac{b}{\sigma_e} + \frac{1}{\sigma_b},$$

где σ_e означает проводимость эмиттера [$ом^{-1}\ м^{-1}$], а σ_b — проводимость базы. Так как у сплавных транзосторов $\sigma_e \gg \sigma_b$, то для них часто применяют уравнение (6—1), в которое вместо ϱ_b подставляют прямо удельное сопротивление материала базы. Обычно можно емкостью C_{te} пренебречь, так как, с одной стороны, она шунтируется небольшим сопротивлением эмиттера r_e (порядка десятков ом), с другой стороны, параллельно к ней включена дальнейшая емкость, которая всегда бывает значительно больше емкости C_{te}.

Сопротивление r_p является сопротивлением утечки между коллектором и базой. Между эмиттером и базой также имеется сопротивление утечки; но так как сопротивление коллектора бывает порядка Мом, то надо учитывать главным образом сопротивление утечки между коллектором и базой.

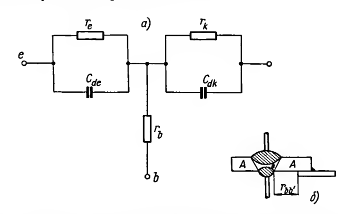


Рис. 184. Эквивалентная схема транзистора как пассивного элемента электрических цепей

Y_{po} представляет проводимость за счет поверхностной рекомбинации; эту проводимость необходимо учитывать в особенности у эмиттера, у которого она уменьшает эмиссионную эффективность. Сопротивление r_{bb}' представляет сопротивление полупроводниковой пластинки между эмиттером и выводом базы. Это сопротивление имеет большое влияние на усиление транзистора, особенно при высокой частоте. Дело в том, что оно включено последовательно с RC-членом эмиттера, с которым образует делитель. Сопротивле-

ние r_{bb}' зависит от толщины примененной полупроводниковой пластинки и от ее удельного сопротивления. Сопротивление r_{bb}' не бывает постоянным, а зависит от напряжения коллектора, так как от этого напряжения зависит также эффективная толщина базы между эмиттером и коллектором. Эта зависимость иногда выражается генератором $\mu' U'_{kb}$.

Емкость C_f представляет собой межэлектродную ёмкость между коллектором и базой. Из всех указанных «внешних» параметров транзистора наибольшее влияние оказывают C_{tk} и r_{bb}', затем сопротивление утечки r_p и только потом остальные параметры. Что касается собственных внутренних параметров транзистора, то о них можно составить представление по *рис. 176* и по эквивалентной схеме простого p-n-перехода. На основании этих схем можно изобразить схему, приведенную на *рис. 184*. На этой схеме r_e обозначает сопротивление запорного слоя эмиттера в прямом направлении, r_k сопротивление запорного слоя коллектора в обратном направлении и r_b сопротивление базы полупроводникового кристалла. Последнее сопротивление в общем состоит из двух частей, изображенных на *рис. 184б*. Сопротивление области А, несущее обозначение r_{bb}', принадлежит к внешним составляющим схемы, а сопротивление области В, несущее иногда обозначение r_{bb}'', представляет часть сопротивления r_b, зависящую от напряжения коллектора. Необходимо еще уяснить, что представляют собой ёмкости C_{de} и C_{dk}. Некоторые ёмкости, образованные эмиттером и коллектором, были объяснены с внешними составляющими. Эти, так называемые диффузионные ёмкости, получаются за счет собственной функции транзистора, а именно таким образом, что вследствие введения неосновных носителей в пространство базы в последней увеличится количество зарядов. Это увеличение зарядов будет тем больше, чем длительнее будет путь неосновных носителей от эмиттера к коллектору. Так как неосновные носители в области базы движутся только за счет диффузии, то увеличение заряда в базе будет зависеть главным образом от времени пролета неосновных носителей в базе. Диффузионная длина неосновных носителей определяется известным уравнением:

$$L = \sqrt{D\tau}\ ,$$

где D — коэффициент диффузии носителей, а τ — время жизни носителей. Время, необходимое для диффундирования носителей к коллектору, определяется выражением

$$t_D = \left(\frac{w}{L}\right)^2 \tau = \frac{w^2}{D} \qquad (6-2)$$

Если бы при этом объем базы заполнялся равномерно неосновными носителями, то заряд базы увеличился бы на величину

$$\Delta Q = t_D \, . \, \Delta I_e \, ,$$

где

$$\Delta I_e = I_o \frac{e}{kT} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \Delta U.$$

Это выражение вытекает из уравнения характеристики выпрямления перехода

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]$$

Однако распределение неосновных носителей в объеме базы не бывает равномерным, так как ввиду сравнительно высокого отрицательного напряжения коллектора, заряд внутри базы вблизи коллектора падает до нуля. При первом приближении можно предполагать, что это падение заряда происходит линейно. В таком случае для отношения $\Delta Q/\Delta U$ получим выражение

$$\frac{\Delta Q}{\Delta U} = \frac{1}{2} I_e \frac{e}{kT} \frac{w^2}{D} = \left(\frac{e}{kT}\right)^2 I_e \frac{w^2}{2\mu_p} = C_{de} \qquad (6-3)$$

Это уравнение представляет ничто иное, как выражение динамической составляющей ёмкости между эмиттером и базой. Динамическая составляющая имеет место и на коллекторе, но ввиду большого приложенного к этому электроду напряжения эта составляющая несказывается в такой степени.

Комбинируя схемы, изображенные на *рис. 183* и *184*, получим общую эквивалентную схему транзистора, которая изображена на *рис. 185*, причем здесь еще не учтено усиление транзистора. При этом C_e и C_k представляют общие ёмкости эмиттера и коллектора. Например, ёмкость C_e представляет сумму диффузионной ёмкости C_{de}, реактивной проводимости Y_{po} и ёмкости C_{te}. Аналогично ёмкость C_k содержит диффузионную ёмкость C_{dk} и ёмкость C_{tk}.

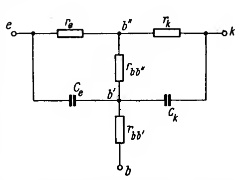


Рис. 185. Полная эквивалентная схема транзистора как пассивного элемента электрических цепей

Если будем учитывать усиление транзистора, то в эквивалентной схеме это усиление изображается соответствующим источником напряжения или источником тока в зависимости от того, имеет ли место усиление по напряжению или усиление по току. В общем случае можно действие любого прибора изобразить простыми

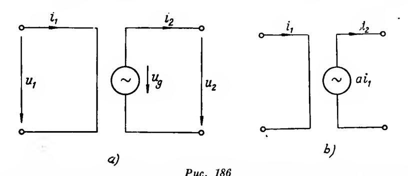


Рис. 186

а) Схема идеального четырехполюсника как источника напряжения, *б)* схема идеального четырехполюсника как источника тока

схемами согласно *рис. 186а* и *186б*, из которых одно справедливо для источника напряжения, а другое для источника тока. Сначала рассмотрим источник напряжения с величиной u_g. Так как отношения на выходе транзистора зависят главным образом от отношений токов на его входе, то необходимо выразить u_g как функцию тока во входной цепи, который обычно обозначается буквой i_1.

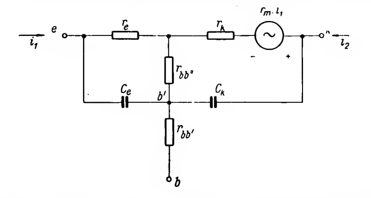


Рис. 187. Эквивалентная схема транзистора с источником напряжения.

Это можно сделать при помощи константы, которая имеет размерность сопротивления, а именно посредством уравнения $u_g = r_m \cdot i_1$. Приведенное соотношение выражает усилительную способность транзистора. Коэффициент r_m называется поэтому сопротивлением эквивалентного генератора. Эквивалентная схема тран-

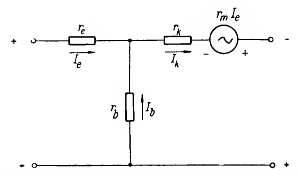


Рис. 188. Направление токов и напряжений у транзистора, изготовленного из полупроводника n-типа, если $\alpha_0 > 1$

зистора может быть построена с учетом этих двух упомянутых обстоятельств, с одной стороны, учетом сопротивлений r_e, r_k и r_b, с другой стороны, учетом усилительной способности, выражаемой сопротивлением r_m [23, 25, 26, 27, 28, 29]. Включив последовательно схемы, изображенные на *рис. 185* и *186а*, получим эквивалентную схему транзистора, как источника напряжения, изображенную на *рис. 187*, где указаны также и направления токов, как они обычно применяются при обозначении переменных сигналов. Необходимо заметить, что постоянные питающие токи имеют вообще направление не такое, какое применяется по отношению к переменным сигналам. Для сравнения на *рис. 188* приведена схема

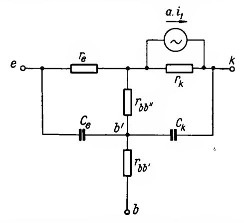


Рис. 189. Общая эквивалентная Т-образная схема транзистора как четырехполюсника

транзистора, где указаны направления питающих токов, а именно при помощи направления тока положительных зарядов.

Аналогично тому, как была построена схема транзистора, включенного в качестве усилителя напряжения, можно построить эквивалентную схему транзистора, включенного в качестве усилителя тока. В последнем случае нужно сложить пассивную и активную составляющие транзистора параллельно и применить источник тока. Таким образом, получим эквивалентную схему, изображенную на *рис. 189*. Константа «*a*», обозначенная на схеме,

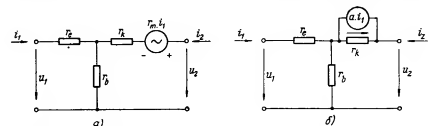


Рис. 190. Эквивалентная схема транзистора для низкой частоты как четырехполюсника

а) с источником напряжения, *б)* с источником тока

выражает усилительную способность транзистора по току, и действительно, как будет видно далее, она тесно связана с так называемым коэффициентом усиления транзистора по току. Схемы, изображенные на *рис. 187* и *189*, представляют обобщенные схемы транзистора, которые могут быть применены для любого случая. Пользуясь этими схемами, можно составить упрощенные схемы, которые служат для решения определенного случая с достаточной точностью. Например, при низкой частоте можно пренебречь влиянием ёмкостных составляющих и сопротивлений утечек и учитывать сопротивление базы как одно целое [30, 31]. Для такого случая получатся простые схемы согласно *рис. 190*. Для средней частоты иногда применяют эквивалентную схему, изображенную на *рис. 191*. При частотах, у которых $r_k \gg \frac{1}{aC_k} \gg r_{bb}'$, можно пренебречь влиянием реальных составляющих входного и выходного импедансов транзистора. Указанные до сего схемы изображали транзистор как Т-образное звено. Этому соответствует, как увидим в разделе 6.52, так называемый импедансный вид уравнений транзистора. Для наглядности мы укажем, с какими значениями внутренних сопротивлений и ёмкостей C_e и C_k мы встречаемся.

Точечные транзисторы:

$r_e \cong$ 300 ом $\qquad r_m \cong$ 30 ком

$r_b \cong$ 120 ом $\qquad r_k \cong$ 10 ком

Плоскостные транзисторы для низкой частоты:

$r_e \cong$ 50 ом $\qquad r_m \cong$ сотни ком

$r_b \cong$ 500 ом $\qquad r_k \cong$ сотни ком

$C_e \cong$ 10 000 пф $\qquad C_k \cong$ 100 пф

Для высокочастотных транзисторов до 10 Мгц внутренние сопротивления будут одинаковыми, но ёмкости электродов имеют следующие величины:

$C_e \cong$ 1000 пф $\qquad C_k \cong$ 10 пф.

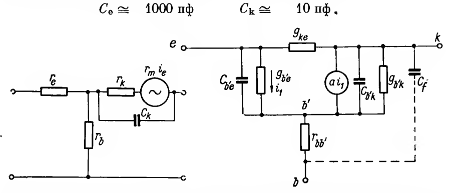


Рис. 191. Упрощенная эквивалентная схема для средней частоты

Рис. 192. Эквивалентная П-образная схема транзистора как четырехполюсника [21]

При рассмотрении транзистора высокой частоты обычно применяют так называемую эквивалентную схему Джиаколетто, изображенную на *рис. 192* [21], которая справедлива для частот в два раза больших предельной частоты данного транзистора. На этой схеме означает: $1/g_{ke}$ — комбинация последовательно соединенных сопротивлений r_d и индуктивности L_d, где r_d обозначает сопротивление эмиттера, которое приблизительно равняется:

$$r_d \cong \frac{e}{kT}(I_o - I_{eo})$$

L_d — индуктивность эмиттера, которая достигает величины 5 мкгн. Этой величиной можно пренебречь при всех частотах, кроме

самых высоких частот. g_{be}' — проводимость эмиттера. Ее величина находится в пределах от 0,002 до 0,001 ом$^{-1}$. Соотношение этой величины и сопротивления r_d выражается уравнением:

$$g_{be}' = \frac{1}{\alpha_{eo} \cdot r_d},$$

где α_{eo} — коэффициент усиления по току при короткозамкнутом выходе в схеме транзистора с общим эмиттером. C_{be}' бывает около 10 000 пф, причем более важное значение имеет диффузионная ёмкость эмиттера. Между ней и проводимостью g_{be}' существует соотношение

$$\omega_{\alpha e} = \frac{g_{be}'}{C_{be}'},$$

где $\omega_{\alpha e}$ — предельная угловая частота.

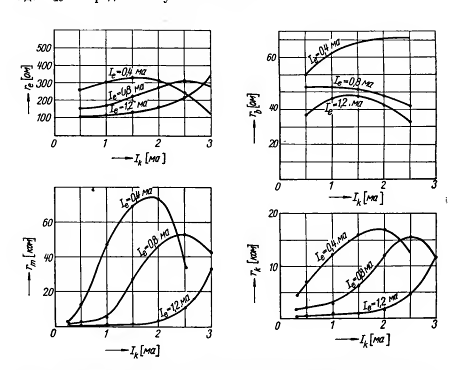


Рис. 193. Зависимость так наз. внутренних сопротивлений точечного транзистора от положения рабочей точки

Общая ёмкость коллектора будет

$$C_{b'k} = C_{dk} + KC_{tk} \ ,$$

где K — величина, определяемая коэффициентом усиления транзистора по напряжению и находящаяся в пределах от 500 до 10 000. Общая проводимость коллектора g_{bk}' бывает часто такого же порядка, как и проводимость $g_{b'e}$.

Сопротивление r_{bb}' представляет уже раньше упомянутое сопротивление базы и бывает порядка от 50 до 500 ом. Межэлектродная ёмкость C_t бывает порядка единиц пф.

Если бы величины r_e, r_k, r_b, r_m, C_e, C_k были постоянными, то как правило можно было бы применять эквивалентные схемы. Однако упомянутые величины не бывают постоянными, а наоборот, находятся в зависимости от тока покоя транзистора. Поэтому приведенные выше эквивалентные схемы могут быть применены только в том случае, если указанные параметры будут постоянными. Для наглядности приводим на *рис. 193* зависимость внутренних сопротивлений точечных транзисторов от токов эмиттера и коллектора. На *рис. 194* эти зависимости приведены для плоскостных транзисторов. Из графиков видно, что у плоскостных транзисторов, начиная от определенной величины напряжения и тока, изменения бывают меньше, чем у точечных транзисторов. Одновременно по кри-

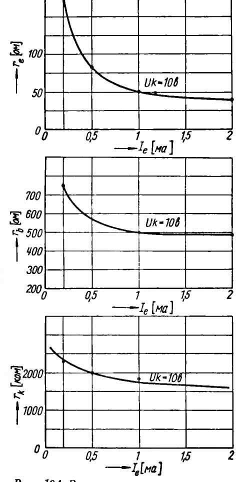


Рис. 194. Зависимость так наз. внутренних сопротивлений плоскостного германиевого транзистора от положения рабочей точки

вым можно судить, в каких пределах питающих токов можно принимать внутренние сопротивления за постоянные величины. Аналогично это относится и к емкостям C_e и C_k. Для лучшего представления об этих изменениях на *рис. 195* изображена зависимость ёмкости коллектора от напряжения чехословацкого плоскостного транзистора типа 3NU 70, а на *рис. 196* изображена зависимость ёмкости эмиттера от тока.

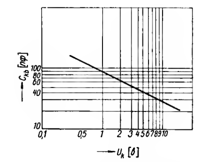


Рис. 195. Зависимость величины ёмкости коллектора от напряжения коллектора плоскостного транзистора типа 3 NU 70 (площадь коллектора составляет 0,7 мм², $i_e = 0$)

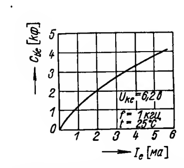


Рис. 196. Зависимость величины ёмкости эмиттера от тока плоскостного транзистора до 50 мвт [21]

Из вышесказанного следует, что эквивалентные схемы транзисторов следует применять весьма осторожно, особенно, если заданы конкретные значения внутренних сопротивлений и емкостей C_e и C_k. Примененная эквивалентная схема дает представление о поведении транзистора только в одной заданной рабочей точке или в непосредственной близости от нее, да и то только при малых амплитудах сигнала.

6.3 ОСНОВНЫЕ ВИДЫ СХЕМ ТРАНЗИСТОРОВ

Подобно вакуумным электронным лампам транзисторы могут соединяться различным способом, независимо от их применения — в качестве усилителей, генераторов или в какой-либо иной функции. По существу транзистор можно включить шестью способами, причем один из его электродов будет общим. Эти возможности наглядно приведены в *таблице 32*.

Таб. 32

Общий электрод	Подключение сигнала	Обозначение схемы включения	Применение
База	к эмиттеру к коллектору	ОБ —	применяется не применяется
Эмиттер	к базе к коллектору	ОЭ —	применяется не применяется
Коллектор	к базе к эмиттеру	ОК —	применяется не применяется

В главе 9.0 будут подробно рассмотрены возможности применения некоторых схем. На *рис. 197* изображены применяемые схемы на транзисторах и дуальные схемы на электронных лампах. Основной схемой транзистора мы считаем схему с общей базой; эта схема образует переход от физического представления функции транзистора к электрическим применениям. Однако чаще всего применяют схему с общим эмиттером.

6.4 СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ

Обычно для применения на практике электронных ламп пользуются техническими данными, указанными в каталоге, или же характеристиками этих ламп. Точно также и свойства транзисторов можно описать этими двумя способами. При применении транзисторов для малых сигналов обычно достаточно знать величины внутренних сопротивлений, ёмкостей и коэффициента усиления в рабочей точке, которая указана изготовителем, или значения характеристических параметров, о чем будет подробно сказано в разд. 6.5. Для расчетов можно с успехом применить эквивалентную схему транзистора. Наоборот, при применении транзистора для больших амплитуд сигналов необходимо знать подробные статические характеристики. При построении этих характеристик не следует принимать во внимание аналогию с электронной лампой. Электронные лампы обычно работают с постоянным смещением управляющей сетки и статическая характеристика всегда представляет зависимость протекающего тока от приложенного напряжения, т. е. первичной величиной у электронной лампы является напряжение. Кроме того, обычно рабочий режим элек-

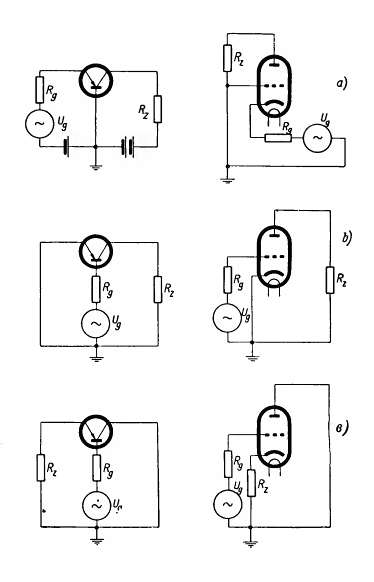


Рис. 197. Применяемые основные схемы соединения транзистора и их дуальные схемы вакуумных триодов

а) соединение ОБ, *б)* соединение ОЭ, *в)* соединение ОК

тронного триода находится в области отрицательного смещения сетки, причем сеточный ток имеет нулевое значение и, следовательно, для возбуждения такой электронной лампы не требуется никакой мощности. У электровакуумного триода имеем дело в общем с тремя взаимно зависящими величинами, а именно, с напряжением сетки U_g, с напряжением анода U_a и с анодным током I_a; две из этих величин мы можем выбрать, а именно, одну в качестве параметра, а другую в качестве независимой переменной, и по ним можно определить третью величину. Таким способом мы получаем для электронного триода известные сеточные и анодные характеристики. Совершенно иная картина у транзистора.

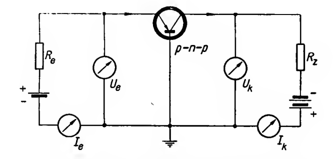


Рис. 198. Токи и напряжения смещения точечного или плоскостного транзистора p-n-p-типа; основная схема

Для работы транзистора в качестве усилителя необходимо, чтобы как в цепи эмиттера, так и в цепи коллектора протекали так называемые токи покоя I_e и I_k. Если посмотрим на *рис. 198*, на котором изображена схема транзистора p-n-p-типа с общей базой, то увидим, что в общем здесь приходится иметь дело с четырьмя друг от друга независящими величинами: с током эмиттера I_e, с напряжением эмиттера U_e, с током коллектора I_k и с напряжением коллектора U_k. Две из этих величин всегда независимы, т. е. две величины мы можем выбрать, а остальные зависят от этого выбора. Прибавив к основным величинам транзистора ток эмиттера, мы будем иметь для нормальной функции транзистора в общем шесть различных характеристик: $I_e - I_k$, $I_e - U_e$, $I_e - U_k$, $I_k - U_e$, $I_k - U_k$, $U_e - U_k$. При выборе рабочей точки у точечных транзисторов исходным пунктом являются заданные токи, а у плоскостных транзисторов обычно в качестве основных данных берутся напряжение коллектора и ток эмиттера.

6.41 ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕЧНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ И ИХ КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ

При изложении транзисторного эффекта мы сказали, что сущность его заключается в том, что изменения тока в цепи эмиттера вызывают изменения тока в цепи коллектора, что при соответствующих условиях эти изменения могут быть больше единицы и что одновременно с тем они сопровождаются улучшением соотношений импедансов. Далее по эквивалентной схеме транзистора можно судить, что при посредничестве сопротивления базы r_b может иметь место и обратное влияние коллектора на цепь эмиттера. Это влияние в действительности существует и оно выражается, с одной стороны, влиянием на стабильность схемы транзистора, с другой стороны, созданная этим влиянием обратная связь сказывается на частотном диапазоне транзистора.

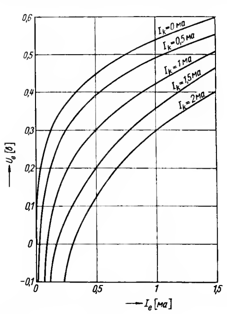


Рис. 199. Семейство входных характеристик точечного транзистора типа 2 NT 40

Из шести возможных взаимных зависимостей величин I_e, U_e, I_k и U_k используются главным образом только четыре, которые в соответствии с тем, какая зависимость имеется ввиду, называются входной характеристикой, характеристикой обратной связи, характеристикой прямой передачи и выходной характеристикой [32].

Входная характеристика выражает зависимость напряжения эмиттера от его тока при постоянном токе коллектора. Естественно, что при разных значениях тока коллектора получим различные входные характеристики; следовательно, постепенно будем иметь целое семейство этих характеристик. Наклон кривой входной характеристики в определенной точке, данный углом касательной к этой кривой, имеет размерность сопротивления, называется входным сопротивлением транзистора и обозначается r_{11}. Это

сопротивление принадлежит к так называемым характеристическим сопротивлениям транзистора. Такое название объясняется тем, что при помощи этого сопротивления, подобно тому как при помощи внутренних сопротивлений, можно рассчитать все необходимые величины, которые могут нас интересовать. На *рис. 199* изображена входная характеристика чехословацкого точечного транзистора 2 NT 40. Уже из рисунка видно, что входное сопротивление не постоянно, а изменяется в зависимости от положения рабочей точки подобно внутренним сопротивлениям транзистора.

Характеристика обратной связи — это зависимость напряжения эмиттера от тока коллектора при постоянном токе эмиттера (см. *рис. 200*). Наклон этой характеристики в определенной точке определяет так называемое сопротивление обратной связи цепи коллектора и цепи эмиттера; это сопротивление несет обозначение r_{12}. В схеме транзистора это сопротивление является общим для цепей эмиттера и коллектора и представляет меру влияния коллектора на эмиттер. Это сопротивление вносит обратную положительную связь между этими обеими цепями, и если оно превысит определенное значение, то транзистор становится нестабильным и приходит в самовозбуждение. Эта нестабильность становится более понятной из *рис. 201*, где изображена зависимость напряжения эмиттера от его тока при постоянном напряжении коллектора. Из графика видно, что входное сопротивление точечного транзистора может иметь и отрицательное значение в зависимости от величины сопротивления обратной связи. Дело в том, что как только начнут возрастать токи эмиттера и коллектора, начнет увеличиваться и напряжение на общем сопротивлении r_{12}, а это напряжение по отношению к базе будет отрицательным

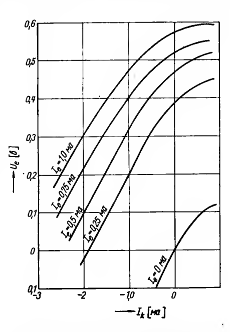


Рис. 200. Семейство характеристик обратной связи точечного транзистора типа 2 NT 40

и будет включено последовательно с напряжением эмиттера. При увеличении тока эмиттера должен наступить момент, когда общее напряжение эмиттера начнет падать с увеличением его тока, что вызовет образование отрицательного входного сопротивления. Для этого необходимо наличие условия, чтобы коэффициент усиления по току транзистора был больше единицы. Ток эмиттера определяется уравнением

$$I_e = f(U_e - R_{12} I_k) \quad U_k = \text{const}.$$

Например, из графика *рис. 201* можно определить, что напряжению эмиттера 0,35 в и напряжению коллектора 5,5 в соответствуют две величины тока эмиттера 0,25 ма или 1,25 ма. Это значит, что этим двум величинам будут соответствовать и две величины тока коллектора. Если для питания точечного транзистора применить источник

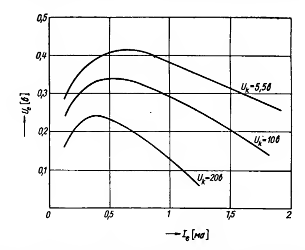


Рис. 201. Отрицательное сопротивление в цепи эмиттера точечного транзистора, вызванное сопротивлением обратной связи r_{12}

постоянного тока, то такой случай не так легко получить. Однако, если применить источник постоянного напряжения для эмиттера и коллектора, то, например, при возрастании тока эмиттера I_e на величину ΔI_e ток коллектора I_k изменится на величину ΔI_k, а вследствие этого падение напряжения на сопротивлении R_{12} изменится на величину $-R_{12} \cdot \Delta I_k$, т. е. база станет более отри-

цательной относительно эмиттера. Это равносильно увеличению напряжения эмиттера на величину $R_{12} \cdot \Delta I_k$, что вызвало бы дальнейшее увеличение тока I_e и т. д. Следовательно, в данном случае создалось бы неустойчивое положение. У плоскостных транзисторов в основной схеме при нормальном режиме входное сопротивление никогда не станет отрицательным и поэтому для питания можно применить также источник постоянного напряжения. Подробный анализ стабильности схемы транзистора сделан в разделе 7.3.

На *рис. 202* изображена так называемая характеристика прямой передачи транзистора, которая определяется как зависимость напряжения коллектора от изменения тока эмиттера при постоянном токе коллектора. Наклон кривых в определенной точке определяет так называемое сопротивление передачи транзистора, которое несет обозначение r_{21}. Рабочей характеристикой транзистора является его выходная характеристика, изображенная на *рис. 203*. Значение этой характеристики заключается в том, что по ней можно судить о непосредственном влиянии эмиттера на цепь коллектора. Основная кривая этой характеристики, т. е. кривая для $I_e = 0$, представляет, собственно, характеристику выпрямления коллектора; (само собой разумеется, что коллектор подвергся электрической формовке для получения большего транзисторного эффекта). По остальным кривым видно, что эта характеристика с возрастанием тока эмиттера перемещается в сторону бо́льших токов. Для определенного постоянного напряжения коллектора соответствующее изменение тока будет больше, чем изменение тока эмиттера. Следовательно, в основной схеме точечного транзистора имеет место усиление по току. Коэффициент

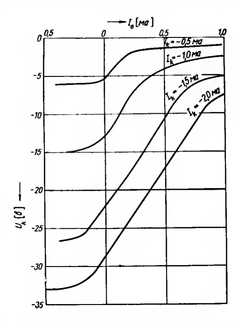


Рис. 202. Семейство характеристик прямой передачи точечного транзистора типа 2 NT 40

усиления по току в основной схеме транзистора определяется уравнением

$$\alpha_0 = -\left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}\right)_{U_k = \text{const.}} \qquad (6-4)$$

У нормально изготовляемых точечных транзисторов величина коэффициента усиления по току равняется приблизительно 2,5, однако иногда эта величина бывает значительно бóльшей. По форме характеристики видно, что величина этого коэффициента зависит от положения рабочей точки. Эта зависимость, однако, не является единственной. Величина его зависит также от частоты и температуры, как об этом будет сказано в разделах 7.6 и 7.8.

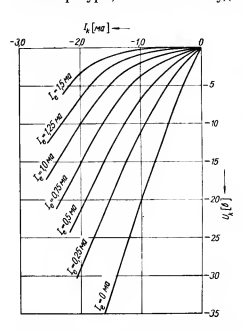


Рис. 203. Семейство выходных характеристик точечного транзистора типа 2 NT 40

При описании входной характеристики и характеристики обратной связи мы упомянули о том, что входное сопротивление точечного транзистора может стать и отрицательным. Этого можно добиться при соответствующих условиях и на выходе транзистора.

Согласно статическим характеристикам, изображенным на *рис. 199—203*, можно судить, что они могут быть использованы почти во всех случаях практического применения транзисторов. Семейство этих характеристик имеет подобную форму для всех точечных транзисторов, изготовленных из одного и того же полупроводникового материала и одного и того же типа проводимости. Изображенные выше характеристики были построены на основании измерений точечного германиевого транзистора. Новейшие типы транзисторов имеют еще бóльшую крутизну характеристик, но бывают и такие типы, у которых коэффициент усиления по току равняется единице, но зато они обладают большим усилением по напряжению.

Точечные транзисторы изготовлялись также и из других полупроводников, например, из кремния, но их массовое производство не было осуществлено вследствие многообещающей перспективы плоскостных транзисторов. Изготовленные экспериментальные точечные транзисторы из кремния обладали меньшим усилением, чем германиевые, но их можно было применять при температуре до 150 °C. У точечных транзисторов не применяются схемы с общим эмиттером и с общим коллектором, так как обычно эти схемы не бывают устойчивы.

6.42 СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Характеристики плоскостных транзисторов существенно отличаются от характеристик точечных транзисторов [34, 35, 36]. Это видно на первый взгляд на *рис. 204б*, где изображена выходная характеристика плоскостного транзистора p-n-p-типа, собранного по основной схеме. Несомненно нас удивит крутизна выходной характеристики и ее прямолинейная форма, которая начинается уже при малом напряжении коллектора. Таким образом, полный ток плоскостного транзистора получается уже при напряжении порядка десятых вольта. Заслуживает внимания резкий изгиб выходной характеристики плоскостного транзистора по сравнению с выходной характеристикой точечного транзистора. В физическом отношении это обстоятельство можно объяснить следующим образом [37]. После введения неосновных носителей как у точечного транзистора, так и у плоскостного, уменьшится сопротивление между коллектором и базой, что соответствует участку AB выходной характеристики. Однако введение неосновных носителей означает нарушение электрической нейтральности полупроводникового материала базы. Вследствие этого основные носители в непосредственной близости от места введения неосновных носителей проявляют тенденцию нейтрализировать нарушение электрического равновесия. Благодаря своей конструкции, точечный транзистор имеет сравнительно большое пространство базы, откуда основные носители могут постепенно нейтрализировать влияние заряда неосновных носителей; эта постепенная нейтрализация проявляется на выходной характеристике как постепенное уменьшение сопротивления между коллектором и базой. Посмотрим теперь, как обстоит дело с плоскостным транзистором. Пространство, откуда можно черпать основные носители, у него очень ограничено, а именно расстоянием между эмиттером и коллектором. Это значит, что запас основных носителей очень быстро

и резко истощается, вследствие чего характеристика плоскостного транзистора обладает резким изгибом и небольшим током покоя. Дальнейшее отличие от характеристик точечных транзисторов заключается в форме входной характеристики. Уже по выходной характеристике видно, что абсолютные величины токов эмиттера и коллектора почти одинаковы. Учитывая противоположное направление этих токов в базе согласно *рис. 198*, мы придем к заключению, что в базе течет весьма небольшой ток. Какое же положение на эмиттере? На *рис. 204а* изображена входная характеристика того же транзистора p-n-p-типа, построенная таким же способом, каким она построена для точечного транзистора. Необходимо обратить внимание на то, что падение напряжения на эмиттере составляет только очень небольшую часть всего изображенного напряжения, приближающуюся к нулю. Далее мы видим, что часть входной характеристики, отвечающая участку, на котором были получены данные для характеристики коллектора, перекрывает диапазон только в несколько мв. Если напряжение коллектора поддерживается постоянным, то небольшие изменения напряжения эмиттера могут вызвать большие изменения в цепи коллектора; в особенности, если ток коллектора постоянный, то небольшие изменения напряжения эмиттера вызывают большие изменения напряжения на коллектрое. Таким образом, по входной характеристике плоскостного транзистора, с одной сто-

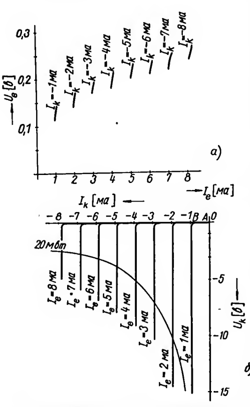


Рис. 204. Семейство статических характеристик плоскостного транзистора p-n-p-типа *а)* входная, *б)* выходная

роны, можно определить необходимую рабочую точку транзистора, с другой стороны, по диапазону напряжения можно определить величину переменного сигнала, который может быть приложен ко входу транзистора. Схема плоскостного транзистора с общей базой, по которой были произведены измерения для построения входной характеристики, при нормальном режиме не дает усиления по току больше единицы. Однако эта схема дает большое усиление по напряжению.

Зеркальным отображением плоскостного транзистора p-n-p-типа является транзистор n-p-n-типа. Характеристики последнего симметричны по отношению к началу координат с характеристиками транзистора p-n-p-типа; это обстоятельство с успехом используется при конструкции так называемых симметричных схем.

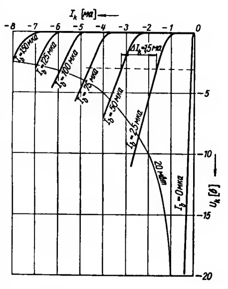


Рис. 205. Семейство выходных характеристик германиевого плоскостного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером

У плоскостных транзисторов в большинстве случаев приходится пользоваться статическими характеристиками для схемы с общим эмиттером. Это объясняется тем, что в настоящее время исключительно применяется эта схема, имеющая много преимуществ, о которых будет сказано в разд. 9.2. На *рис. 205* изображена выходная характеристика германиевого транзистора p-n-p-типа включенного по схеме с общим эмиттером. В этой схеме входное сопротивление включено в цепь базы, ток которой является одним из параметров. При этом ток базы бывает меньшего порядка, чем ток эмиттера в схеме с общей базой. Это имеет значение для усиления по току, что явно следует из приведенных характеристик. Коэффициент усиления по току транзистора, включенного по этой схеме, определяется уравнением

$$\alpha_{oe} = \left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_b}\right)_{U_k = \text{const.}}$$

Из характеристики видно, что при определенном напряжении коллектора усиление по току доходит до 60; для многих типов транзисторов это является нормальной величиной.

Если один и тот же транзистор работает в одной и той же рабочей точке один раз по схеме с общей базой, а другой раз по схеме с общим эмиттером, то взаимное отношение соответствующих коэффициентов усиления по току выражается следующим уравнением (см. раздел 9,2)

$$\alpha_{oe} = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o}$$

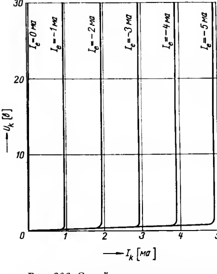


Рис. 206. Семейство выходных характеристик кремниевого плоскостного транзистора n-p-n-типа фирмы Texas Instruments, включенного по основной схеме

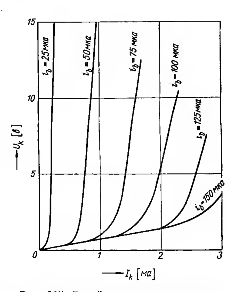


Рис. 207. Семейство выходных характеристик кремниевого плоскостного транзистора n-p-n-типа фирмы Texas Instruments, включенного по схеме ОЭ

Из этого уравнения следует, что при желании получить большое усиление по току плоскостного транзистора нужно применить такой транзистор, коэффициент усиления по току которого α_o приближается к единице. Этим определяется условие для доброкачественного транзистора.

Входные характеристики плоскостных транзисторов указываются для случая постоянного напряжения коллектора. Семейство таких входных характеристик изображено на *рис. 211*.

Многообещающая перспектива германиевых плоскостных транзисторов заставила обратить внимание и на другие полупроводниковые материалы, главным образом на кремний, который более устойчив в отношении изменений температуры. В настоящее время кремниевые плоскостные транзисторы уже внедрены в массовое производство. На *рис. 206* изображено семейство выходных характеристик кремниевого плоскостного транзистора, включенного по схеме с общей базой, а на *рис. 207* с общим эмиттером. Уже по характеристикам можно судить об общих свойствах современных кремниевых плоскостных транзисторов: меньшее среднее значение коэффициента по току и большее остаточное напряжение коллектора.

6.5 ТРАНЗИСТОР В КАЧЕСТВЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

В разд. 6.2 на основании физического принципа транзистора была построена его эквивалентная схема при помощи внутренних сопротивлений r_e, r_k, r_b, r_m и ёмкостей C_e и C_k. Как видно из схемы, транзистор образует, собственно говоря, четырехполюсник. На практике это помогает выводить простым способом все необходимые соотношения, независимо от схемы включения транзистора. Например, рассмотрим *рис. 203*, на котором изображено семейство рабочих характеристик точечного транзистора, включенного по основной схеме. Если мы возьмем одну из этих кривых, то увидим, что она не может быть выражена законом Ома, так как в данном случае ток не является линейной функцией напряжения. Наоборот, зависимость между напряжением и током представляет какую-то общую функцию, которая может быть выражена для любой кривой семейства рабочих характеристик транзистора, включенного по этой схеме, только общим уравнением в виде

$$u_k = f_2(i_k)\, i_e = \text{const}.$$

Это значит, что напряжение зависит определенным способом от тока коллектора. Однако на рабочую характеристику имеет влияние и ток эмиттера. Если будем учитывать и это влияние, то результирующее напряжение коллектора будет зависеть как от тока коллектора, так и от тока эмиттера, и тогда выражение напряжения коллектора примет вид

$$u_k = f_2(i_k;\, i_e)$$

Рассуждая аналогично, можно вывести для напряжения эмиттера следующее уравнение:

$$u_e = f_1(i_k;\, i_e)$$

При этом малые буквы обозначают общие токи и напряжения транзистора, т. е. как постоянные, так и переменные составляющие.

6.51 ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ТОКОВ И НАПРЯЖЕНИЙ ТРАНЗИСТОРА

Если желательно рассмотреть соотношения на зажимах транзистора, независимо от его схемы включения, согласно разделу 6.3, лучше всего определить подобные общие соотношения, которые справедливы для общего четырехполюсника. Такой четырехполюсник характеризуется четырьмя величинами согласно *рис. 208*, а именно: током и напряжением входной цепи, током и напряжением выходной цепи. Из этих четырех величин можно всегда выбрать две, а остальные две величины находятся в зависимости от двух выбранных. Вообще в качестве независимых переменных можно брать любые две величины, однако, принимая во внимание практическое применение транзисторов, обычно берут либо величины i_1 и i_2 либо величины u_1 и u_2 или i_1 и u_2. На основании этого получим различные системы уравнений, выражающие поведение транзистора в качестве четырехполюсника. Выбор первых величин приводит к так называемому импедансному виду транзисторных уравнений:

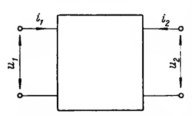


Рис. 208. Схема четырехполюсника

$$u_1 = f_1(i_1; i_2)$$
$$u_2 = f_2(i_1; i_2) \qquad (6-5)$$

второй выбор приводит к адмитансному виду транзисторных уравнений

$$i_1 = g_1(u_1; u_2)$$
$$i_2 = g_2(u_1; u_2) \qquad (6-6)$$

и третий выбор приводит к смешанному виду транзисторных уравнений:

$$u_1 = h_1(i_1; u_2)$$
$$i_2 = h_2(i_1; u_2) \qquad (6-7)$$

Любая система транзисторных уравнений полностью выражает все явления транзистора и позволяет определить все необходимые величины [39, 40, 41, 42]. Однако при этом необходимо заметить, что эти уравнения будут нас интересовать только на рабочем участке транзистора, который находится, например, в основной схеме в отрицательной части рабочей характеристики. На этом участке характеристика имеет частично линейную форму, особенно

у плоскостных транзисторов, что позволяет вывести транзисторные уравнения в простой линейной зависимости. Для соблюдения линейности необходимо применять при работе с транзистором только малые амплитуды сигнала, как это было подчеркнуто при выводе эквивалентной схемы транзистора. Точно также и в дальнейших случаях принимаются во внимание не особенно большие амплитуды сигналов. Особенно это относится к точечным транзисторам, характеристики которых имеют очень небольшие линейные участки. В главе о опрокидывающих схемах будет рассмотрено поведение транзистора при больших амплитудах.

6.52 ИМПЕДАНСНЫЙ ВИД ТРАНЗИСТОРНЫХ УРАВНЕНИЙ

Система уравнений (6—5) представляет импедансный вид транзисторных уравнений. Принимая во внимание, что мы применяем только небольшие сигналы, т. е. транзистор работает в линейной части характеристики, можно эту систему уравнений преобразовать в более простой вид и представить транзистор в виде линейного четырехполюсника. Таким образом, если предположим, что токи $\boldsymbol{i}_1$ и $\boldsymbol{i}_2$ состоят из составляющих токов покоя I_1 и I_2 и из переменных синусоидальных составляющих токов i_1 и i_2, то уравнение (6—5) можно написать в виде

$$\boldsymbol{u}_2 = U_2 + u_2 = \boldsymbol{u}_2[I_1 + i_1;\ I_2 + i_2]$$
$$\boldsymbol{u}_1 = U_1 + u_1 = \boldsymbol{u}_1[I_1 + i_1;\ I_2 + i_2]$$

В виду того что при малых сигналах берем только небольшой участок характеристики вблизи рабочей точки, который можно считать линейным, то при применении небольших сигналов обе функции $\boldsymbol{u}_1$ и $\boldsymbol{u}_2$ можно развернуть в ряд Тэйлора и в результате получим уравнения

$$\boldsymbol{u}_2 = \boldsymbol{u}_2(I_1;I_2) + \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{\boldsymbol{i}_1 = I_1} i_1 + \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{\boldsymbol{i}_2 = I_2} i_2 +$$
$$+ {}^1/_2\left[\left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_1^2}\right)_{\boldsymbol{i}_1 = I_1} i_1^2 + \left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_2^2}\right)_{\boldsymbol{i}_2 = I_2} i_2^2 + 2\left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_1 \partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{\substack{\boldsymbol{i}_1 = I_1 \\ \boldsymbol{i}_2 = I_2}} i_1 i_2\right] + \dots$$
$$\boldsymbol{u}_1 = \boldsymbol{u}_1(I_1;\ I_2) + \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{\boldsymbol{i}_1 = I_1} i_1 + \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{\boldsymbol{i}_2 = I_2} i_2 + \qquad (6-8)$$
$$+ {}^1/_2\left[\left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_1^2}\right)_{\boldsymbol{i}_1 = I_1} i_1^2 + \left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_2^2}\right)_{\boldsymbol{i}_2 = I_2} i_2^2 + 2\left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_1 \partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{\substack{\boldsymbol{i}_1 = I_1 \\ \boldsymbol{i}_2 = I_2}} i_1 i_2\right] + \dots$$

В особенности это можно применить по отношению к плоскостным транзисторам. В первом приближении можно пренебречь в ряде (6—8) членами высшего порядка и тогда получим уравнение

$$u_1 = z_{11}i_1 + z_{12}i_2$$
$$u_2 = z_{21}i_1 + z_{22}i_2 \qquad (6-9)$$

причем

$$U_1 = \boldsymbol{u}_1(I_1; I_2)$$
$$U_2 = \boldsymbol{u}_2(I_1; I_2)\,,$$

где

$$z_{11} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{i_2 = \text{const}} \boldsymbol{i}_1 = I_1; \qquad z_{12} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{i_1 = \text{const}} \boldsymbol{i}_2 = I_2$$

$$z_{21} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{i_2 = \text{const}} \boldsymbol{i}_1 = I_1; \qquad z_{22} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_2}{\partial \boldsymbol{i}_2}\right)_{i_1 = \text{const}} \boldsymbol{i}_2 = I_2$$

Уравнения для напряжений покоя показывают, что также и эти напряжения зависят подобно переменным составляющим от установки токов покоя, следовательно будет

$$U_1 = R_{11}I_1 + R_{12}I_2$$
$$U_2 = R_{21}I_1 + R_{22}I_2 \qquad (6-10)$$

Однако следует принять в соображение, что сопротивления R_{ik} представляют, собственно говоря, активные сопротивления, определяемые простыми соотношениями токов смещения и напряжения в отличие от величин z_{ik}, которые будут общими импедансами [43, 44]. Выражения для z_{ik} при низкой частоте также будут активными сопротивлениями, как о том было сказано при выводе эквивалентной схемы транзистора, и тогда для этого случая уравнение (6—9) примет вид

$$u_1 = r_{11}i_1 + r_{12}i_2$$
$$u_2 = r_{21}i_1 + r_{22}i_2 \qquad (6-11)$$

Величины постоянных составляющих сопротивления R_{ik} будут даны уравнениями

$$R_{11} = \frac{U_1}{I_1}; \quad R_{12} = \frac{U_1}{I_2}$$

$$R_{21} = \frac{U_2}{I_1}; \quad R_{22} = \frac{U_2}{I_2} \qquad (6-12)$$

Но эти величины совершенно отличны от действительных величин r_{ik}, которые в отличие от этих величин определяются соответствующими дифференциалами для данной рабочей точки. Однако уравнения (6—12) могут быть применены для определения токов покоя и напряжений покоя транзистора, причем при данной полярности напряжений эти уравнения наглядно определяют и направления отдельных токов смещения, как это изображено на *рис. 198* для точечного транзистора и на *рис. 209* для всех схем включения плоскостного транзистора p-n-p-типа. Для транзистора n-p-n-типа направления напряжений и токов будут обратными. Однако в большинстве случаев работа с транзисторами происходит при переменных сигналах и, следовательно, нужно пользоваться уравнениями (6—9) или (6—11). Источники питания транзисторов представляют сравнительно небольшое сопротивление по отно-

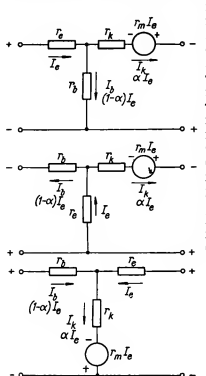


Рис. 209. Направления токов и напряжений смещения транзистора p-n-p-типа в схемах ОБ, ОЭ и ОК. (Усиление по току меньше единицы)

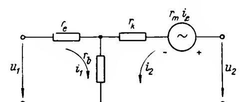


Рис. 210. Направления переменных токов и напряжений транзистора как активного линейного четырехполюсника

шению к передаваемым переменным сигналам; иногда эти источники шунтируются соответствующими ёмкостями, вследствие чего при рассмотрении отдельных схем транзисторов нет надобности учитывать источники питания и последние даже не изображаются на рабочих схемах. Вследствие этого в дальнейшем все наши рассуждения о включении транзисторов будут относиться к перемен-

ным составляющим токов транзисторов. Обозначим на *рис. 210* направление и полярность соответствующих напряжений. Обозначенные направления будем считать положительными. Ввиду того что нам еще не известны частотные свойства транзисторов, рассмотрим сначала свойства транзисторных схем при таких частотах, при которых величины z_{ik} будут активными сопротивлениями r_{ik}. Так как при выводе уравнений (6—9) мы исходили из предположения наличия очень небольших амплитуд, то будет более правильным выражать эти уравнения в дифференциальном виде. Однако на практике мы применяем недифференциальный вид и предполагаем, что мы имеем дело с весьма небольшими величинами сигнала, вследствие чего величины r_{ik} можно считать постоянными.

6.53 АДМИТАНСНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА

Аналогичные рассуждения, которыми мы руководствовались при выводе общего вида импедансных уравнений транзистора (6—5), могут быть применены и для выводов адмитансных уравнений транзистора согласно (6—6). Посредством разложения в ряд Тэйлора и при предположении наличия линейного участка применяемой части характеристик транзистора мы выведем уравнения адмитанса транзисторов:

$$\begin{aligned} i_1 &= y_{11}u_1 + y_{12}u_2 \\ i_2 &= y_{21}u_1 + y_{22}u_2 \end{aligned} \qquad (6-13)$$

причем

$$\begin{aligned} I_1 &= \boldsymbol{i}_1(U_1;\ U_2) \\ I_2 &= \boldsymbol{i}_2(U_1;\ U_2) \end{aligned}$$

где

$$y_{11} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_1}{\partial \boldsymbol{u}_1}\right)_{u_2 = \text{const}} \boldsymbol{u}_1 = U_1\,; \qquad y_{12} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_1}{\partial \boldsymbol{u}_2}\right)_{u_1 = \text{const}} \boldsymbol{u}_2 = U_2$$

$$y_{21} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_2}{\partial \boldsymbol{u}_1}\right)_{u_2 = \text{const}} \boldsymbol{u}_1 = U_1\,; \qquad y_{22} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_2}{\partial \boldsymbol{u}_2}\right)_{u_1 = \text{const}} \boldsymbol{u}_2 = U_2$$

При низких частотах можно переписать уравнение (6—13) в виде

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11}u_1 + g_{12}u_2 \\ i_2 &= g_{21}u_1 + g_{22}u_2 \end{aligned} \qquad (6-14)$$

Для соотношения питающих токов и напряжений смещения справедливы те же примечания, какие относились к импедансным уравнениям транзистора.

6.54 УРАВНЕНИЯ СМЕШАННОГО ВИДА ТРАНЗИСТОРА

Уравнения (6—9) и (6—13) представляют уравнения общего вида любого транзистора и любой схемы его включения при условии, что токи или напряжения транзистора будут независимыми переменными величинами. У плоскостных транзисторов, как мы уже раньше упомянули и о чем подробно скажем в разделе 7.3, стабильность схемы не нарушается вследствие питания коллектора источником постоянного напряжения; поэтому действительно для питания коллектора плоскостного транзистора применяют источник постоянного напряжения подобно тому, как это имеет место у вакуумных электронных ламп. Что касается эмиттера, то, принимая во внимание кпд транзистора, необходимо в качестве независимого переменного параметра брать ток этого электрода. Таким образом, мы установили, что в качестве независимых переменных параметров транзистора будем брать напряжение коллектора и ток эмиттера; в результате получим уравнение транзистора смешанного вида (6—7).

Рассуждая аналогично, как и в предшествующих случаях, выведем уравнения смешанного вида транзистора в виде

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2$$
$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2 \qquad (6-15)$$

причем

$$h_{11} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{u_2 = \text{const}} \boldsymbol{i}_1 = I_1\,; \qquad h_{12} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}_1}{\partial \boldsymbol{u}_2}\right)_{i_1 = \text{const}} \boldsymbol{u}_2 = U_2$$

$$h_{21} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_2}{\partial \boldsymbol{i}_1}\right)_{u_1 = \text{const}} \boldsymbol{i}_1 = I_1\,; \qquad h_{22} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{i}_2}{\partial \boldsymbol{u}_2}\right)_{i_1 = \text{const}} \boldsymbol{u}_2 = U_2$$

где

$$U_1 = \boldsymbol{u}_1\,(I_1\,;\ U_2)$$
$$I_2 = \boldsymbol{i}_2\,(I_1\,;\ U_2)$$

При низких частотах уравнение (6—15) примет вид

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2$$
$$i_2 = h_{21}i_{12} + h_{22}u_2 \qquad (6-16)$$

где h_{ik} — реальные величины.

6.6 ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА И ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Рассматривая уравнения (6—9), (6—13) или (6—15), мы видим, что свойства транзистора могут быть определены в общем виде постоянными z_{ik}, h_{ik} или y_{ik}. При этом для определения свойств

транзистора достаточно одной группы постоянных величин, а вторая или третья группа будут однозначно определены первой группой. Далее, учитывая результаты, полученные в разделе 6.2, можно утверждать, что должны существовать соотношения между внутренними сопротивлениями транзистора и между постоянными величинами приведенных уравнений. Для упрощения дальнейшего изложения рассмотрим сначала применение транзистора на низкой частоте, когда и константы уравнений соответствующего вида транзистора и его внутренние сопротивления будут активными сопротивлениями. Это значит, что уравнения (6—11), (6—14) и (6—16) дают возможность взаимно сравнивать транзисторы. И действительно, эти уравнения транзисторов применяются для охарактеризования электрических свойств транзисторов. Для этого следует задать параметры r_{ik} и h_{ik} для включения транзисторов с общей базой или с общим эмиттером. Эти параметры чаще всего приводятся в каталогах. При этом их величины относятся к опорной частоте 1000 гц, причем имеется ввиду применение небольших сигналов.

6.61 ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА

При расчете транзистора, примененного в качестве усилителя низкой частоты для сигналов небольшой амплитуды, достаточно воспользоваться выражениями, выведенными из соответствующего вида уравнений транзистора. Для схемы с общей базой получим из уравнения (6—11) соответствующие уравнения, для чего вместо тока i_1 подставим ток эмиттера i_e (сравни *рис. 210*), вместо тока i_2 — ток коллектора i_k и соответственно произведем подстановку напряжений. В результате получим уравнения

$$\begin{aligned} u_e &= r_{11} i_e + r_{12} i_k \\ u_k &= r_{21} i_e + r_{22} i_k \end{aligned} \tag{6—17}$$

Постоянные r_{ik} имеют размерность сопротивлений и значение их станет ясным по следующим соображениям.

Допустим, например, что имеем ток коллектора $i_k = 0$. Из первого уравнения следует

$$u_e = r_{11} i_e \tag{6—18}$$

или

$$r_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{i_k = 0} = \left(\frac{\partial u_e}{\partial i_e}\right)_{i_k = \text{const}}$$

т. е. получим выражение, подобное (6—9), только вместо u_e и i_e в выражение для r_{11} вставлены их частичные производные, так

как из двух переменных малых величин i_e и i_k одна всегда бывает постоянной. Следовательно, величина r_{11}, выведенная из транзисторных уравнений, определена производной напряжения эмиттера по его току при постоянном токе коллектора, т. е. для переменной составляющей $i_k = 0$. Но ведь это ничто иное, как наклон статической входной характеристики, как об этом упоминалось в разделе 6.41. Таким образом, r_{11} действительно будет сопротивлением транзистора на стороне эмиттера и оно называется входным сопротивлением транзистора. Уже индекс, выражающий необходимость постоянства тока коллектора, показывает, что подобно внутренним сопротивлениям транзистора и эти сопротивления не будут постоянными, а будут зависеть от положения рабочей точки на характеристике транзистора. Это также видно по статическим характеристикам. Пользуясь токами покоя, можно написать приближенное выражение для r_{11}.

$$r_{11} \cong \left(\frac{\Delta U_e}{\Delta I_e}\right)_{I_k = \text{const}} \qquad (6-18a)$$

Аналогичные рассуждения, на основании которых были выведены уравнения для цепи эмиттера, могут послужить и для выводов уравнений для цепи коллектора, причем будет объяснено и значение величины r_{22}. Из второго уравнения (6—17) для постоянного тока эмиттера $i_e = 0$ получим выражение

$$u_k = r_{22} i_k$$

или

$$r_{22} = \left(\frac{u_k}{i_k}\right)_{i_e = 0} = \left(\frac{\partial u_k}{\partial i_k}\right)_{I_e = \text{const}} \qquad (6-19)$$

откуда на основании тех же соображений, какие были высказаны ранее, найдем, что r_{22} представляет сопротивление транзистора на стороне коллектора. Это сопротивление называется выходным сопротивлением транзистора и определяется углом касательной к выходной характеристике в данной рабочей точке. Кроме того, это сопротивление зависит от положения рабочей точки, подобно остальным сопротивлениям. В случае токов покоя это сопротивление выражается уравнением

$$r_{22} \cong \left(\frac{\Delta U_k}{\Delta I_k}\right)_{I_e = \text{const}} \qquad (6-19a)$$

Что же касается сопротивлений r_{12} и r_{21} здесь картина получается иная, так как имеет место взаимная связь цепей эмиттера и коллек-

тора. При постоянном токе эмиттера, т. е. $i_e = 0$, согласно первому уравнению (6—17) получим

$$u_e = r_{12} \cdot i_k$$

или

$$r_{12} = \left(\frac{u_e}{i_k}\right)_{i_e = 0} = \left(\frac{\partial u_e}{\partial i_k}\right)_{I_e = \text{const}} \qquad (6-20)$$

Это значит, что произошло изменение напряжения эмиттера при его постоянном токе вследствие изменения тока коллектора. Эта обратная связь цепи коллектора с цепью эмиттера происходит посредством сопротивления r_{12}, почему оно и называется сопротивлением обратной связи (обратной передачи), а зависимость напряжения эмиттера от тока коллектора называется характеристикой обратной связи транзистора. Сопротивление r_{12} для определенной рабочей точки определяется углом касательной к этой характеристике.

Сопротивление r_{21} выводится подобным образом. При постоянном токе коллектора будет $i_k = 0$. Напряжение коллектора согласно второму уравнению (6—17) изменяется только с изменением тока эмиттера по формуле

$$u_k = r_{21} i_e \ ,$$

откуда получим уравнение

$$r_{21} = \left(\frac{u_k}{i_e}\right)_{i_k = 0} = \left(\frac{\partial u_k}{\partial i_e}\right)_{I_k = \text{const}} \qquad (6-21)$$

При этом изменению тока в сторону положительного знака соответствует изменение напряжения также в положительную сторону и наоборот. Сопротивление r_{21} называется сопротивлением прямой передачи транзистора и, как увидим в дальнейшем, им определяется способность транзистора усиливать входной сигнал. Зависимость напряжения коллектора от тока эмиттера называется характеристикой прямой передачи транзистора, а угол наклона касательной к этой характеристике в определенной рабочей точке определяет сопротивление прямой передачи транзистора. Сопротивление обратной связи и сопротивление прямой передачи транзистора можно выразить и посредством токов покоя подобно тому, как это имело место у сопротивлений r_{11} и r_{22}, а именно

$$r_{12} \cong \left(\frac{\Delta U_e}{\Delta I_k}\right)_{I_e = \text{const}} \qquad (6-20a)$$

$$r_{21} \cong \left(\frac{\Delta U_k}{\Delta I_e}\right)_{I_k = \text{const}} \qquad (6-21a)$$

Сопротивления r_{11}, r_{12}, r_{21} и r_{22} называются характеристическими сопротивлениями транзистора [46, 47]. В общем они не бывают постоянными. Они бывают постоянными только в случае малых изменений i_e и i_k. Если же изменения токов i_e и i_k будут большими, то мы должны считаться и с изменениями характеристических сопротивлений, что следует из прямого соотношения характеристических сопротивлений и внутренних сопротивлений; эти соотношения будут выведены в разделе 6.63.

6.62 ПАРАМЕТРЫ h_{ik} В КАЧЕСТВЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ТРАНЗИСТОРА

Сопротивления r_{ik} применяются по той причине, что их можно измерять подобно тому, как измеряются постоянные четырехполюсника. У точечных транзисторов измерение этих сопротивлений не вызывает затруднений, а у плоскостных транзисторов затруднения возникают при измерении сопротивления r_{11}, которое измеряется при разомкнутой выходной цепи. Вследствие этого для питания цепи коллектора измеряемого транзистора необходимо применить источник с большим внутренним сопротивлением. Во избежание этого применяют параметры h_{ik}, входящие в транзисторные уравнения смешанного вида [48, 49].

Уравнения (6—16), переписанные для транзистора, включенного по схеме с общей базой, имеют следующий вид

$$\begin{aligned} u_e &= h_{11} i_e + h_{12} u_k \\ i_k &= h_{21} i_e + h_{22} u_k \end{aligned} \qquad (6-22)$$

Из этих уравнений видно, что например h_{11} имеет размерность сопротивления, параметры h_{12} и h_{21} безразмерны а параметр h_{22} имеет размерность проводимости. Рассмотрим эти параметры подробно так, как это было произведено с параметрами r_{ik}. Из первого уравнения (6—22) для постоянного напряжения коллектора получим

$$u_e = h_{11} i_e ,$$

откуда

$$h_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{u_k = 0} = \left(\frac{\partial u_e}{\partial i_e}\right)_{u_k = \text{const}} \qquad (6-23)$$

Следовательно, параметр h_{11} представляет определенное входное сопротивление транзистора, но при постоянном напряжении коллектора. Поэтому нельзя просто утверждать, что r_{11} равняется h_{11}, так как этот случай аналогичен случаю, изображенному на *рис. 201*, где дано объяснение, каким образом на входе точечного транзи-

стора возникает отрицательное сопротивление. Кривая зависимости u_e от i_e при постоянном напряжении коллектора имеет у плоскостного транзистора иной вид, чем у точечного транзистора, так как в этой схеме входное сопротивление плоскостного транзистора никогда не может быть отрицательным. Входная характеристика плоскостного транзистора, включенного по схеме с общей базой, изображена на *рис. 211.* Сопротивление h_{11} определяется углом наклона касательной в определенной рабочей точке. Из сравнения этой характеристики с характеристикой, изображенной на *рис. 204a*, очевидно, что h_{11} не будет тождественным с r_{11}. Значение параметра h_{12} выводится из первого уравнения (6—22) при постоянном токе эмиттера. Получим

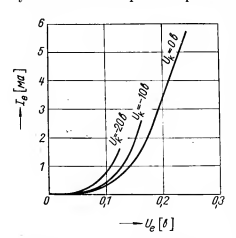


Рис. 211. Значение параметра h_{11}

$$u_e = h_{12} u_k ;$$

откуда

$$h_{12} = \left(\frac{u_e}{u_k}\right)_{i_e = 0} = \left(\frac{\partial u_e}{\partial u_k}\right)_{i_e = \text{const}} \qquad (6\text{—}24)$$

Это выражение представляет ничто иное, как коэффициент усиления по напряжению при наличии обратной связи цепи коллектора с цепью эмиттера, и обозначается $\beta_{z\infty}$. Параметр h_{21} уже известная величина. Выражение для него получим из второго уравнения (6—22) при постоянном напряжении коллектора; это выражение тождественно с выражением коэффициента усиления по току, указанным в разделе 6.41. Следовательно,

$$h_{21} = \left(\frac{\partial i_k}{\partial i_e}\right)_{u_k = \text{const}} = -\alpha_o \qquad (6\text{—}25)$$

Параметр h_{22} выводится из второго уравнения при постоянном токе эмиттера. Имеем

$$i_k = h_{22} \cdot u_k ,$$

откуда получим

$$h_{22} = \left(\frac{i_k}{u_k}\right)_{i_e = 0} = \left(\frac{\partial i_k}{\partial u_k}\right)_{i_e = \text{const}} = \frac{1}{r_{22}} \qquad (6\text{—}26)$$

h_{22} также можно определить по статической рабочей характеристике, причем руководствуемся теми же правилами, как при определении параметров r_{ik}.

6.63 ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА, СООТВЕТСТВУЮЩАЯ УРАВНЕНИЯМ ТРАНЗИСТОРА; СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМИ И ВНУТРЕННИМИ СОПРОТИВЛЕНИЯМИ ТРАНЗИСТОРА

Для малых амплитуд переменных сигналов уравнения транзистора являются уравнениями четырехполюсника. Требуется найти вид этого четырехполюсника. Обратимся к *рис. 212* и сравним соотношения изображенного четырехполюсника с уравнениями (6-11). Из схемы следует, что действительно сопротивление r_{12} осуществляет обратную связь цепи коллектора с цепью эмиттера, так как на этом сопротивлении получается напряжение, равное $r_{12} \cdot i_2$. Сопротивление r_{21} — это действительно сопротивление, которое осуществляет обратную связь цепи эмиттера с цепью коллектора, так как на этом сопротивлении при прохождении тока

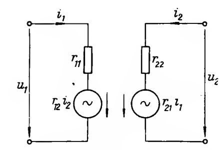


Рис. 212. Эквивалентная схема, соответствующая *r*-параметрам транзистора

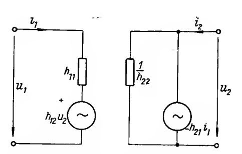


Рис. 213. Эквивалентная схема, соответствующая *h*-параметрам транзистора

эмиттера образуется напряжение, равное $r_{21}i_2$. Следовательно, приведенная электрическая схема четырехполюсника вполне соответствует транзистору. Однако у этой схемы имеются недостатки. Она не дает ни каких сведений о действительных сопротивлениях, встречающихся у транзистора, как это имело место в схемах раздела 6.2. Только при взаимном сравнении схем, изображенных на *рис. 190* и *212*, мы получим соотношения между внутренними и характеристическими сопротивлениями. Напри-

мер, сравнение схем, изображенных на *рис. 190а* и *212*, дает уравнения

$$r_{11} = r_e + r_b\,;\; r_{21} = r_m + r_b$$
$$r_{12} = r_b \qquad ;\; r_{22} = r_k + r_b \qquad (6-27)$$

Сравнение схем, изображенных на *рис. 190б* и *212*, дает, кроме того, соотношение $r_m = ar_k$, приведенное в разделе 6.2. Коэффициент «*a*», введенный в эквивалентную схему, тесно связан с коэффициентом усиления по току; эта связь выражается уравнением, которое получим из уравнения, определяющего коэффициент усиления по току. Таким образом, будет

$$\alpha_0 = \frac{r_{21}}{r_{22}} = \frac{r_m + r_b}{r_k + r_b} = \frac{ar_k + r_b}{r_k + r_b} = \left(a + \frac{r_b}{r_k}\right)\left(1 - \frac{r_b}{r_k}\right) \qquad (6-28)$$

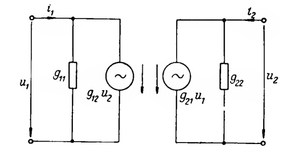


Рис. 214. Эквивалентная схема, соответствующая *g*-параметрам транзистора

Так как у транзистора всегда $r_b \ll r_k$, т. е. r_b/r_k очень мало, то получим приближенное выражение для

$$\alpha_0 \cong a \qquad (6-29)$$

Для транзисторных уравнений смешанного вида мы могли бы получить схему, изображенную на *рис. 213*, а для адмитансных уравнений транзистора — схему, изображенную на *рис. 214*.

6.64 ВЗАИМНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ r_{ik}, g_{ik} и h_{ik}

Преобразуя один вид уравнений транзистора в иной вид, получим следующие соотношения параметров r_{ik}, g_{ik} и h_{ik}:

$$r_{11} = h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22}} \quad ; \quad r_{11} = \frac{g_{22}}{\Delta^*}$$

$$r_{12} = \frac{h_{12}}{h_{22}} \quad ; \quad r_{12} = \frac{-g_{12}}{\Delta^*}$$

$$r_{21} = \frac{-h_{21}}{h_{22}} \quad ; \quad r_{21} = \frac{-g_{21}}{\Delta^*} \qquad (6-30)$$

$$r_{22} = \frac{1}{h_{22}} \quad ; \quad r_{22} = \frac{g_{11}}{\Delta^*}$$

$$\Delta^* = g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21}$$

$$h_{11} = r_{11} - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{22}} \quad ; \quad h_{11} = \frac{1}{g_{11}}$$

$$h_{12} = \frac{r_{12}}{r_{22}} \quad ; \quad h_{12} = \frac{-g_{12}}{g_{11}} \qquad (6-31)$$

$$h_{21} = -\frac{r_{21}}{r^{22}} = -\alpha_o \quad ; \quad h_{21} = \frac{g_{21}}{g_{11}} = -\alpha_o$$

$$h_{22} = \frac{1}{r_{22}} \quad ; \quad h_{22} = g_{22} - \frac{g_{12}g_{21}}{g_{11}}$$

$$g_{11} = \frac{r_{22}}{\Delta} \quad ; \quad g_{11} = \frac{1}{h_{11}}$$

$$g_{12} = -\frac{r_{12}}{\Delta} \quad ; \quad g_{12} = -\frac{h_{12}}{h_{11}} \qquad (6-32)$$

$$g_{21} = -\frac{r_{21}}{\Delta} \quad ; \quad g_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}}$$

$$g_{22} = \frac{r_{11}}{\Delta} \quad ; \quad g_{22} = h_{22} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{11}}$$

$$\Delta = r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21}$$

6.7 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 6

1 *Bardeen, J.*, *Brattain, W. H.:* Physical Principles Involved in Transistor Action; Bell Syst. Techn. Journ., 28 (1949), стр. 239—277.

2 *Salow, H.:* Die heutigen Leistungsdaten des Transistors und die daraus folgenden Anwendungsmöglichkeiten in der Fernsprechtechnik, FTZ, (1954), № 4, стр. 327—333.
3 *Tillman, J. R.:* The Transistor; Post. of El. Eng., 47 (1954), стр. 92—96.
4 *Gentile, P. J., Borotta, P. J.:* Transistor Physic; Rad. and Telev. News, April 1953, стр. 46.
5 *Pierce, J. R.:* Transistors; Rad. Electronics, June 1953, стр. 42—44.
6 *Ryder, R. M.:* The typ A Transistor, Bell Lab. Rec., March 1949, стр. 89—93.
7 *Salow, H.:* Germaniumtriode; Ztschr. für angewandte Physik, 1951, № 6, стр. 231—239.
8 *Kock, W. E., Wallace, R. L.:* The coaxial transistor; Electrical Eng., Vol. 68 (1949), стр. 222—223.
9 *Molloy, E.:* Crystal rectifiers and transistors; George Newnes, Lim. London, 1954.
10 *Rost, R.:* Kristallodentechnik; Verlag von Wilhelm Ernst u. Sohn, Berlin 1954.
11 *Phann, W. G., Staff, J. H.:* The P-germanium Transistor; Proc. IRE, Octoher 1950, стр. 1151—1154.
12 *Granvile, J. W., Bardsley, W.:* Some Properties of Silicon Point-Contact Transistor; Proc. Phys. Soc., May 1953, стр. 429.
13 *Armstrong, L., Law, R. R. Mueller, C. M., Pankove, J. I.:* A developmental Germanium P—N—P Junction Transistor; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1352—1357.
14 *Saby, J. S.:* Fused Impurity P—N—P Junction Transistors; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1358—1360.
15 *Jenny, D. A.:* A germanium N—P—N Transistor; Proc. IRE, Dec. 1953, стр. 1728—1734.
16 *Teal, G. K., Sparks, M., Buehler, E.:* Growth of Germanium Single Crystals Containing P—N Junctions; Phys. Rev., 81 (1952), стр. 637—638.
17 *Bridgers, H. E.:* Formation of P—N Junctions in Semiconductors hy the Variation of Crystal Growth Parameters; Journ. App. Physics, 27 (1956), № 7, стр. 467—751.
18 *Tannenbaum, M.:* Silicion N—P—N Grown Junstion Transistors; Journ. Appl. Physics, 26 (1955), № 6, стр. 686—692.
19 *Hall, R. N., Dunlap, W. C.:* P—N Junctions prepared hy Impurity Diffusion; Phys. Rev., Nov. 1950, стр. 467—468.
20 *Adcock, W. A., Jones, M. E.:* Silicon Transistor; Proc. IRE, July 1954, стр. 1192.
21 *Giacolleto, L. J.:* Terminology and Equations for Linear Active Four-Terminal Networks Including Transistors; RCA Rev. III, 1953, стр. 28—46.
22 *Zawels, J.:* Physical Theory of New Circuit Representation for Junction Transistors; Journ. Appl. Physics (1954), № 8, стр. 976.
23 *Zawels, J.:* The natural Equivalent Circuit of Junction Transistors; RCA Review IX, (1955), стр. 360—378.
24 *Malsch, J.:* Ersatzhilder von Transistoren und ihre physikalische Grundlagen; A. E. Ue., (1954), № 8, стр. 179—189.
25 *Cocking, W. T.:* Transistor Equivalent Circuits; Wireless World VIII, (1955), стр. 388—392.
26 *Dezotteux, J.:* Les Transistrons en haute frequence; Electronique (1956), № 110, стр. 7—12.
27 *Gaschi, J.:* Sur les schemes équivalents du transistron; *L*'Onde électrique (1956), № 348, стр. 268—276.
28 *Oertel, L.:* Zur Theorie der Ersatzhilder von Flächentransistoren; Telefunk. Zeitung (1954), № 106, стр. 230—237.

29 *Pritchard, R. L.:* Electric Network Representation of Transistors, IRE Transactions III, (1956), стр. 5—21.
30 *Coblenz, A., Owens, H. L.:* Equivalent Transistor Circuits and Equations; Electronics, Sept. 1953, стр. 156—161.
31 *Giacoletto, L. J.:* Transistor Characteristic at Low and Medium Frequencies; Tele-Tech, March 1953, стр. 97—99.
32 *Slade, B. N.:* Survey of Transistor Development; Rad. and Telev. News, Sept. 1952, стр. 43—45.
33 *Eckart, F.:* Physik und Technik der Germanium Transistoren; Nachrichtentechnik (1953), № 3, стр. 121—126.
34 *Dukat, F. M.:* Transistor Charakteristics; Rad. Electronics Eng. (1953), IX, стр. 7—9.
35 *Nussbaum, A.:* Electrical Characteristics of Power Transistors; Proc. IRE (1955), III, стр. 315—322.
36 *Wallace, R. L., Pietenpol, W. J.:* Some Circuit Properties and Applications of N—P—N Transistors; Proc. IRE (1951), VII, стр. 753—767.
37 *Coblenz, A., Owens, H. L.:* Transistors, Theory and Applications; McGraw-Hill comp. Ltd., New York, 1955.
38 Каталоги фирмы Texas Instruments.
39 *Ledig, G.:* Lineare Eigenschaften des Transistors; Fernmeldetechnische Ztschr., (1955), № 4, стр. 221—228.
40 *Shekel, J.:* Matrix Representation of Transistor Circuits, Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1493—1497.
41 *Scheler, T.:* Ein Beitrag zur mathematischen und messtechnischen Behandlungen des Transistors als linearer Vierpol, Frequenz 10 (1956), № 4, стр. 107—116.
42 *Stansel, F. R.:* Transistor Equations, Electronics Buyers Guide 27 (1954), № 6A, стр. 12—13.
43 *Kettel, E., Meyer, G.:* Die Frequenzabhängigkeit der Vierpolparameter eines Transistors; Telefunk. Zeitung XII (1954), № 106, стр. 237—245.
44 *Pritchard, L. R.:* Frequency Variation of Junction Transistor Parameters; Proc. IRE, 42 (1954), № 5, стр. 786—799.
45 *Beneking, H.:* Kennwerte von Transistoren; A. E. Ue., (1954), № 8, стр. 69—74.
46 *Henker, H.:* Kenngrössen des Transistors hei schwachen Wechselströmen, A. E. Ue. (1954), № 8, стр. 213—216.
47 *Pritchard, R. L.:* Small-Signal Parameters for Transistors; Electr. Eng., 73 (1954), № 10, стр. 902—905.
48 *Cheng, C. C.:* Transistor Equations using *h*-parameters; Electronics, April 1954, стр. 191—194.
49 *Walles, J.:* Die Transistor-Kerngrössen; Nachrichtentechnik 6 (1956), № 3, стр. 105—113.
50 *Lee, Ch. A.:* A High Frequency Diffused Base Germanium Transistors; Bell Syst. Techn. Journ., Jan. 1956, стр. 23—24.

7 ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА В КАЧЕСТВЕ УСИЛИТЕЛЯ

Для включения транзистора в качестве усилителя необходимо знать его основные параметры. К этим параметрам относятся входные и выходные сопротивления, устойчивость схемы, усиление по напряжению, усиление по току, усиление по мощности, ширина полосы пропускания, шум транзистора и влияние окружающей среды, например, температуры. В этой главе мы последовательно рассмотрим все свойства транзистора и выразим его основные параметры посредством сопротивлений r_{ik}, пользуясь схемой изображенной на *рис. 212*. Выведенные уравнения будут справедливы для любого вида включения транзистора. В приведенных схемах будут различны только величины соответствующих сопротивлений r_{ik}. Эти величины легко определяются посредством сравнения схемы четырехполюсника, изображенной на *рис. 212*, с соответствующей эквивалентной схемой транзистора, изображенной на рис. 209; об этом будет сказано подробно в главе 9.0.

7.1 ВХОДНЫЕ И ВЫХОДНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

Основная схема активного четырехполюсника изовражена на *рис. 215*, где R_g обозначает внутреннее сопротивление примененного генератора, u_g его напряжение и R_z сопротивление нагрузки. Для этой схемы справедливы уравнения

$$\begin{aligned} u_1 &= u_g - R_g i_1 \\ u_2 &= -R_z i_2 \end{aligned} \qquad (7-1)$$

Подставив эти выражения в уравнение транзистора (6—11), получим уравнения

$$\begin{aligned} u_g &= (R_g + r_{11}) i_1 + r_{12} i_2 \\ 0 &= r_{21} i_1 + (R_z + r_{22}) i_2 \end{aligned} \qquad (7-2)$$

Из этих уравнений можно определить токи в отдельных цепях:

$$i_1 = \frac{R_z + r_{22}}{(R_g + r_{11})(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}} \cdot u_g$$
$$i_2 = \frac{-r_{21}}{(R_g + r_{11})(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}} \cdot u_g \qquad (7-3)$$

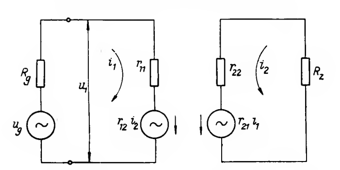


Рис. 215. Эквивалентный активный четырехполюсник как усилитель

Если требуется знать соотношения на входной стороне транзистора, то следует применить схему, изображенную на *рис. 216*, для которой справедливы следующие уравнения:

$$u_1 = r_{11}i_1 + r_{12} \cdot i_2 \quad 0 = r_{21} \cdot i_1 + (R_z + r_{22})i_2$$

Входное сопротивление определяется частным, полученным от деления u_1 на i_1 следовательно, будет

$$R_{\text{вх}} = \frac{u_1}{i_1} = r_{11} - \frac{r_{21}r_{12}}{R_z + r_{22}} \qquad (7-4)$$

Аналогично получим согласно *рис. 217*

$$0 = (R_g + r_{11})i_1 + r_{12} \cdot i_2$$
$$u_2 = r_{21} \cdot i_1 + r_{22}i_2$$

Выходное сопротивление транзистора определяется из уравнения

$$R_{\text{вых}} = \frac{u_2}{i_2} = r_{22} - \frac{r_{12}r_{21}}{R_g + r_{11}} \qquad (7-5)$$

Для оптимальной согласованности входа транзистора необходимо условие: $R_{g\,\text{opt}} = R_{\text{вх}}$, а для согласованности выхода транзистора

необходимо условие: $R_{z\,опт} = R_{вых}$. Из уравнений (7—4) и (7—5) выводим уравнения для $R_{вх\,.\,опт}$ и $R_{вых\,.\,опт}$

$$R_{вх\,опт} = r_{11}\sqrt{1 - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}r_{22}}} = r_{11}\,.\sqrt{1-\delta}$$

$$R_{вых\,опт} = r_{22}\sqrt{1 - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}r_{22}}} = r_{22}\,.\sqrt{1-\delta} \qquad (7-6)$$

Рис. 216. Входное сопротивление транзистора как линейного четырехполюсника

7.2 УСИЛЕНИЕ ПО ТОКУ, НАПРЯЖЕНИЮ И МОЩНОСТИ ТРАНЗИСТОРА В КАЧЕСТВЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

Усиление по току активного четырехполюсника определяется отношением выходного тока i_2 к входному току i_1, т. е. из уравнений (7—3) получим

$$\alpha = \frac{i_2}{i_1} = \frac{-r_{21}}{r_{22} + R_z} \qquad (7-7)$$

Если $R_z = 0$, (т. е. при короткозамкнутом выходе), то коэффициент усиления будет наибольшим, следовательно, будет

$$\alpha_0^{\cdot} = \frac{-r_{21}}{r_{22}} \qquad (7-8)$$

Этот коэффициент усиления называется коэффициентом усиления по току при короткозамкнутом выходе.

Усиление по напряжению равно отношению выходного напряжения на нагрузочном сопротивлении R_z к входному напряжению, т. е. получим уравнение

$$\beta' = \frac{u_2}{u_g} = \frac{R_z r_{21}}{(R_g + r_{11})(R_z + r_{22}) - r_{12} r_{21}} \tag{7-9}$$

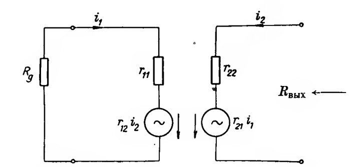


Рис. 217 Выходное сопротивление транзистора как линейного четырехполюсника

В случае идеального генератора, т. е. такого генератора, у которого внутреннее сопротивление пренебрежительно мало, выражение коэффициента усиления по напряжению примет вид:

$$\beta = \frac{u_2}{u_1} = \frac{r_{21} R_z}{r_{11}(R_z + r_{22}) - r_{12} r_{21}} \tag{7-10}$$

Наибольшее усиление по напряжению получим из уравнения (7—9) в случае идеального генератора, т. е. при $R_g = 0$ и при условии, что нагрузочное сопротивление R_z бесконечно большое; тогда будет

$$\beta_\infty = \frac{r_{21}}{r_{11}} = \frac{r_{22}}{r_{22}} \frac{r_{21}}{r_{11}} = -\alpha_0' \frac{r_{22}}{r_{11}}\,; \tag{7-11}$$

этот коэффициент усиления называется коэффициентом усиления по напряжению при разомкнутом выходе.

Усиление мощности можно рассматривать, с одной стороны, по отношению к мощности, подводимой источником питания, с другой стороны, по отношению к мощности, которая подводится от генератора ко входу транзистора. На практике в большинстве случаев рассматривается второй случай.

Мощность, подводимая ко входу определяется уравнением:

$$u_1 i_1 = \frac{[r_{11}(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}]\,u_g^2\,(R_z + r_{22})}{[(r_{11} + R_g)(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}]^2}$$

выходная мощность транзистора

$$u_2 i_2 = i_2^2 R_z = \frac{r_{21}^2 R_z u_g^2}{[(r_{11} + R_g)\,(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}]^2}$$

таким образом, коэффициент усиления по мощности будет

$$\gamma = \frac{u_2 i_2}{u_1 i_1} = \frac{r_{21}^2 R_z}{[r_{11}(R_z + r_{22}) - r_{12}r_{21}]\,(R_z + r_{22})} = -\alpha \,.\, \beta \quad (7-12)$$

Этот коэффициент усиления определяется как отношение мощности, выделяемой нагрузочным сопротивлением R_z, к мощности, подводимой генератором с внутренним сопротивлением R_g ко входному сопротивлению транзистора $R_{вх}$. Если генератор согласован со входным сопротивлением транзистора, т. е. если $R_g = R_{вх}$, то мощность, подводимая ко входу, выражается уравнением

$$u_1 i_1 = \frac{u_g^2}{4R_g}\,;$$

тогда коэффициент усиления по мощности определяется уравнением

$$\gamma' = \frac{4R_g R_z r_{21}^2}{[(r_{11} + R_g)(r_{22} + R_z) - r_{21}r_{12}]^2} \quad (7-13)$$

Ввиду наличия обратной связи, которая осуществляется между выходной и входной цепями транзистора при помощи сопротивления r_{12}, ток коллектора оказывает влияние на ток эмиттера, а напряжение коллектора имеет влияние на напряжение эмиттера. Следовательно, аналогично предшествующему случаю можно вывести уравнения для определения усиления по току и по напряжению при обратной связи цепи коллектора с цепью эмиттера; эти усиления имеют обозначения α_{oz} и $\beta_{\infty z}$. Нужно заметить, что усиление обратной связи по напряжению при разомкнутом входе $\beta_{\infty z}$ представляет собой нечто совершенно иное, чем обратная величина усиления по напряжению при обратной связи цепи эмиттера с цепью коллектора и что эти два усиления взаимно связаны отношением $\beta_{\infty z} \neq \frac{1}{\beta_\infty}$. Это станет очевидным, если мы выведем выражение для

усиления обратной связи по напряжению. Это усиление определяется уравнением

$$\beta_z = \frac{u_1}{u_2} = \frac{R_g r_{21}}{r_{22}(r_{11} + R_g) - r_{12} r_{21}} \tag{7—14}$$

а при разомкнутом входе, т. е. при $R_g = \infty$ усиление по напряжению будет

$$\beta_{\infty z} = \frac{r_{12}}{r_{22}} \tag{7—15}$$

Очевидно, что это выражение совершенно отличается от выражения (7—11).

Аналогично можно вывести выражения для усиления обратной связи по току; получим

$$\alpha_z = -\frac{r_{12}}{r_{11} + R_g} \tag{7—16}$$

и

$$\alpha_{oz} = -\frac{r_{12}}{r_{11}}\,, \tag{7—17}$$

а для усиления по мощности будет

$$\gamma_z = \frac{(r_{22} + R_z)^2 r_{21}^2 R_g}{[(r_{11} + R_g)(r_{22} + R_z) - r_{12} r_{21}]^2 r_{22}} \tag{7—18}$$

Для определения наибольшего коэффициента усиления по мощности недостаточно просто перемножить наибольшие коэффициенты усиления по напряжению и по току, так как наибольший досягаемый коэффициент усиления по мощности зависит от наилучшей согласованности цепей эмиттера и коллектора. Эта согласованность выражается уравнением (7—6). Подставив эти выражения в уравнение коэффициента усиления по мощности (7—13), получим наилучший коэффициент усиления по мощности, определяемый уравнением

$$\gamma_{opt} = \frac{\alpha_0 \beta_\infty}{(1 + \sqrt{1 - \delta})^2} \tag{7—19}$$

Из этого уравнения видно, что наилучший коэффициент усиления по мощности отличается от произведения $\alpha_0 \beta_\infty$ на величину $(1 + \sqrt{1 - \delta})^2$. Эти величины могут быть равными только при $\delta = 1$. Это означает, что чем δ более приближается к единице, тем доброкачественнее будет транзистор. В следующем разделе увидим, что выражение δ нельзя увеличивать неограниченно, так как с увеличением δ уменьшается устойчивость схемы транзистора.

7.3 УСТОЙЧИВОСТЬ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРА

У четырехполюсника общего вида, который дан уравнением (7—2), может возникнуть неустойчивость в том случае, если входное или выходное сопротивления станут отрицательными, т. е. если

$$R_{\text{вх}} = r_{11} - \frac{r_{12}r_{21}}{R_z + r_{22}} = r_{11}\left(1 - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}(R_z + r_{22})}\right) < 0$$

или

$$R_{\text{вых}} = r_{22} - \frac{r_{12}r_{21}}{R_g + r_{11}} = r_{22}\left(1 - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{22}(R_g + r_{11})}\right) < 0$$

Будет ли входное или выходное сопротивление отрицательным, можно определить из выражений

$$\frac{r_{12} \cdot r_{21}}{r_{11}(R_z + r_{22})} \quad \text{или} \quad \frac{r_{12} \cdot r_{21}}{r_{22}(R_g + r_{11})} \qquad (7-20)$$

Чем больше будут эти члены, тем больше будет опасность, что транзистор перейдет в неустойчивое состояние. Это состояние проявляется в большинстве случаев тем, что соответствующий контур перейдет в режим автоколебания, но может также случиться, что транзистор выйдет из строя. Из выражений (7—20) следует, что устойчивость всей схемы зависит, с одной стороны, от самого транзистора, т. е. от его сопротивлений r_{ik}, с другой стороны, от сопротивлений внешней цепи, т. е. от R_g и R_z. Следовательно, является очевидным, что с уменьшением сопротивлений R_g и R_z уменьшается устойчивость схемы и, наоборот, с уменьшением сопротивлений r_{12} и r_{21} устойчивость увеличивается. Точно также устойчивость увеличивается и с увеличением сопротивлений r_{11} и r_{22}. В отношении внешних сопротивлений самое неблагоприятное состояние устойчивости схемы транзистора бывает при $R_g = 0$ и $R_z = 0$. Если при этих условиях транзистор устойчив, то он будет устойчивым и в общей схеме с соответствующими внешними сопротивлениями. Ввиду этого мы вводим в качестве меры устойчивости схемы так называемую устойчивость короткого замыкания транзистора. Эта устойчивость определяется условиями, при которых транзистор будет устойчив при нулевых значениях внешних сопротивлений. Для устойчивости транзистора необходимо, чтобы даже при $R_g = 0$ и $R_z = 0$ выражения (7—20) были меньше единицы. Из этого вытекает условие:

$$r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21} > 0\ ,$$

после преобразования которого получим уравнение

$$\frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}r_{22}} < 1 \qquad (7-21)$$

Выражение $\frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}r_{22}}$ обозначим буквой δ и назовем устойчивостью короткого замыкания транзистора. Таким образом, мы определим, что чем δ меньше единицы, тем устойчивее транзистор. Как было выведено в предыдущем разделе, от величины δ зависит и усиление транзистора, которое увеличивается с возрастанием δ. Поэтому при конструкции усилителя нужно выбирать компромиссное решение. Обычно в качестве границы между усилительным транзистором и транзистором, предназначенным для неустойчивых схем, величина δ берется равной 0,8. Устойчивость короткого замыкания точечных транзисторов также указывается в каталогах. Для неустойчивого состояния транзистора необходимо, чтобы было соблюдено условие:

$$\frac{r_{12}}{r_{11}} \cdot \frac{r_{21}}{r_{22}} > 1$$

Анализируя это условие, найдем, что неустойчивое состояние может быть только у такого транзистора, коэффициент усиления по току которого при коротком замыкании будет больше единицы. Это имеет место у точечного транзистора. Наоборот, плоскостной транзистор, если примем в соображение только внутреннюю обратную связь, существующую в транзисторе, будет устойчив. В заключение можно сказать, что транзистор будет тем неустойчивее, чем будет больше единицы его коэффициент усиления по току при коротком замыкании и чем больше будет сопротивление базы r_{12}.

7.4 ШУМ ТРАНЗИСТОРА И ЕГО ОПРЕДЕЛЕНИЕ

При сравнении электрических приборов, собранных на вакуумных электронных лампах, с приборами на транзисторах в начале их развития особенно резко сказывался значительный шум транзисторов. Зачастую этот шум был причиной того, что применение транзисторов отдалялось или вообще ограничивалось. Напротив, преимущества кремниевых детекторов и смесителей на ультракоротких волнах показали, что шум полупроводниковых приборов может быть уменьшен до допустимых пределов. Однако нельзя отрицать, что современные транзисторы обладают в большинстве

случаев все еще бóльшим шумом, чем вакуумные электронные лампы.

Экспериментальные измерения показали, что шум транзисторов зависит от положения рабочей точки и от внутреннего сопротивления источника [2, 3]. Оказалась интересной частотная зависимость шума, которая позволила также объяснить его физические принципы [4, 5]. Было найдено, что при низких частотах шум транзисторов падает по мере возрастания частоты, при средних частотах он почти не изменяется, а при высоких частотах

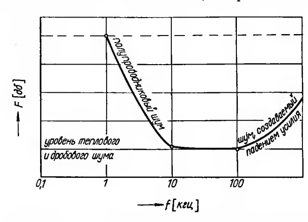


Рис. 218. Типичная кривая зависимости шума транзистора p-n-p-типа от частоты [3]

с увеличением частоты вновь возрастает. На *рис. 218* изображена типичная кривая зависимости шума от частоты. Форма кривой показывает, что общий шум транзистора состоит из нескольких составляющих, причины возникновения которых различны. В общем было установлено, что существуют четыре основные причины возникновения шума транзисторов: тепловой шум, дробовой шум, полупроводниковый шум и шум, создаваемый расщеплением токов неосновных носителей между эмиттером и коллектором.

Тепловой шум транзистора определяется известным уравнением

$$d\bar{u}^2_{st} = 4kTRdf \qquad (7-22)$$

где k — постоянная Больцмана,

T — абсолютная температура в °K,

df — полоса пропускания и

R — сопротивление, на котором возникает напряжение шума.

Активные сопротивления эмиттера и коллектора при хорошей конструкции весьма незначительны и ими можно пренебречь. Но с шумом в базе дело обстоит иначе. Здесь тепловой шум создается сопротивлением r_{bb}' (см. *рис. 184б*). Это сопротивление бывает настолько большим, что созданный им шум уже проявляется и образует составляющую транзисторного шума, определяемую уравнением

$$d\bar{u}_{st}^2 = 4kTr_{bb}'df \qquad (7-23)$$

Этот тепловой шум по своему существу не зависит от частоты.

Подобно вакуумным электронным лампам и транзисторы имеют дробовой шум [7, 8]. Дробовой шум простого p-n-перехода определяется уравнением

$$du_{sv}^2 = 2eIdfR_d^2 \qquad (7-24)$$

где e — заряд электрона,
I — постоянный ток, протекающий через переход,
df — частотная область,

$R_d = \dfrac{R_p r_e}{R_p + r_e}$, где r_e внутреннее сопротивление перехода, R_p — сопротивление утечки p-n-перехода.

Вследствие того, что транзистор состоит, собственно говоря, из двух p-n-переходов, нужно учитывать дробовой шум эмиттера и коллектора. Кроме дробового шума, возникающего в самих p-n-переходах, возникает еще одна составляющая шума, которая вызвана тем, что ток дырок, текущий от эмиттера к коллектору, разделяется в базе на две ветви: один ток, больший, течет к коллектору, другой, меньший, к базе. Это перераспределение токов сопровождается шумом, как это имеет место у вакуумных электронных тетродов. По аналогии с вакуумными электронными тетродами можно для этой составляющей шума вывести соответствущее уравнение. Таким образом, дробовой шум имеет в общем три составляющие:

в эмиттере: $|d\bar{u}_{ve}^2| = 2e(I_e + I_{eo})\,dfR_{de}^2$

в коллекторе: $|d\bar{u}_{vk}^2| = 2eI_{ko}dfr_k^2$ (7—25)

в базе: $|di_{vb}^2| \approx 2e\alpha_o(1 - \beta)I_e\,df$

Подобно тепловому шуму и дробовой шум не зависит от частоты. Сумма теплового и дробового шумов характеризует довольно в широкой области частот общий шум транзистора. Шум транзистора будет тем меньше, чем меньше сопротивление r_{bb}', следо-

вательно, и чем меньше сопротивление r_b, чем меньше ток I_{eo}, чем больше коэффициент усиления по току при коротком замыкании α_e и чем меньше ток покоя.

Третья составляющая шума транзистора образована так называемым полупроводниковым шумом [9, 10], т. е. шумом, который появляется при проходе электрического тока через гомогенный полупроводниковый кристалл. Полупроводниковый шум создается за счет генерации и рекомбинации носителей тока в полупроводнике. Этот шум особенно резко проявляется при низких частотах, что также вытекает из его сущности. При частоте до 10^4 гц его функциональная зависимость имеет вид $1/f$ и в первом приближении определяется уравнением (как у угольного микрофона)

$$d\bar{u}_{\check{s}p}^2 = KU^a R^b f^{-c}\, df \qquad (7-26)$$

где K — постоянная, зависящая от материала,
U — постоянное напряжение,
R — сопротивление перехода соответствующего электрода постоянному току,
f — частота;
постоянные a, b, c, являются экспериментальными постоянными, зависящими от материала. В практических случаях их величины бывают: $a = 1{,}2—1{,}8$; $b = 1{,}2—1{,}8$; $c = 0{,}9—1{,}2$.

Как мы уже познали, эта составляющая шума проявляется главным образом при низких частотах. Кроме того, очевидно, что в данном случае не имеет места так называемый белый шум, как это было у предшествующих составляющих, т. е. спектр шума этой составляющей не будет постоянным. Эта составляющая шума транзистора имеет два источника: один в цепи эмиттера и второй в цепи коллектора. Для определения шума можно воспользоваться эквивалентной схемой, изображенной на *рис. 219*, где $\bar{u}_{\check{s}e}$ обозначает общий шум в цепи эмиттера, а $\bar{u}_{\check{s}k}$ обозначает общий шум в цепи коллектора. Общий шум на выходе транзистора определяется геометрической суммой коэффициентов шума в цепи эмиттера, умноженных на соответствующий коэффициент усиления, и коэффициентов шума коллектора: следовательно получим:

$$u_{\mathrm{R}}^2 = \left(\frac{r_{21}}{R_g + r_{11}}\right)^2 \bar{u}_{\check{s}e}^2 + \bar{u}_{\check{s}k}^2 + 2C\frac{r_{21}}{R_g + r_{11}}\sqrt{\bar{u}_{\check{s}e}^2\, \bar{u}_{\check{s}k}^2} \qquad (7-27)$$

Уравнение справедливо для одной постоянной частоты и для ширины полосы 1 гц. Например, при частоте 1000 гц и при ширине полосы 1 гц величина напряжения шума точечных транзисторов

составляет в цепи эмиттера 1 мкв и в цепи коллектора порядка 100 мкв. У плоскостных транзисторов соотношения более благоприятны. Например, в цепи эмиттера напряжение шума достигает 0,05 мкв, а в цепи коллектора около 5 мкв. На практике постоянная с, входящая в уравнение, у точечных транзисторов находится в пределах от 0,8 до 0,4. Эта постоянная введена вследствие того что, как было установлено, напряжения $u_{še}$ и $u_{šk}$ находятся во взаимной зависимости, т. е. общий шум транзистора не предста-

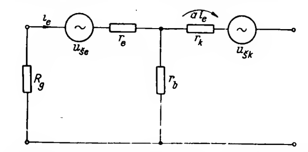


Рис. 219. Эквивалентная схема транзистора с основными источниками шума

вляет просто сумму шумов отдельных цепей. Если введем зависимость шума от частоты, учитывая и составляющую полупроводникового шума, то получим окончательное уравнение

$$\bar{u}_{\check{s}}^2(f;\ \mathrm{d}f) = \bar{u}_{\mathrm{R}}^2 \frac{1000}{f} \mathrm{d}f \qquad (7-28)$$

Проинтегрировав в пределах частотной полосы $(f_2 - f_1)$, получим уравнение

$$\bar{u}_{\check{s}}^2 = \bar{u}_{\mathrm{R}}^2 \, 1000 \ln \frac{f_2}{f_1} \qquad (7-29)$$

Вышеупомянутые рассуждения о шуме транзистора справедливы для плоскостных транзисторов, а у точечных транзисторов к вышеуказанным шумам прибавляется еще шум, вызванный движением к коллектору введенных дырок; причина этого шума — большая плотность тока в окрестности точечного контакта эмиттера и коллектора.

Для практических вычислений и для сравнения транзисторов был введен так называемый коэффициент шума F, который указывается в фирменных каталогах для определенной частоты. Коэффициентом шума называется отношение общей мощности шумов

на выходе транзистора к шумовой тепловой мощности на входном сопротивлении транзистора, пересчитанной по отношению к выходу. Если сопротивление на входе транзистора несет обозначение R_g, то напряжение шума на нем будет

$$\overline{u}_g^2 = 4kTR_g(f_2 - f_1)$$

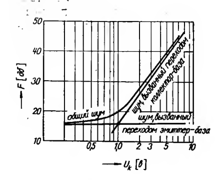


Рис. 220. Зависимость коэффициента шума плоскостного транзистора старого типа от положения рабочей точки [11]

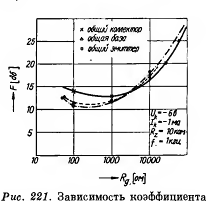


Рис. 221. Зависимость коэффициента шума плоскостного транзистора от внутреннего сопротивления генератора согласно уравнениям (7—31), (7—32) и (7—33) [12]

Мощность шумов, пересчитанная по отношению к выходу, будет

$$P_g = \frac{\overline{u}_g^2}{R_z} \cdot \beta^2$$

где β обозначает коэффициент усиления транзистора по напряжению. Общая мощность шумов P_z определяется уравнением

$$P_z = \frac{\overline{u}_{gk}^2}{R_z},$$

где $\overline{u}_{gk}^2$ обозначает напряжение шума на выходе транзистора. Коэффициент шума равняется отношению P_z к P_g:

$$F = \frac{P_z}{P_g} = \frac{\overline{u}_{gk}^2}{4\,kTR_g\,\Delta f \beta^2}, \qquad (7\text{—}30)$$

где $\Delta f = f_2 - f_1$.

Обыкновенно этот коэффициент шума выражается в дб при комнатной температуре, при частоте 1 кгц и при полосе пропускания 1 гц и обозначется буквой F_o. На практике нас интересует,

с одной стороны, величина коэффициента шума, с другой стороны, все то, что на него оказывает влияние. У плоскостных транзисторов коэффициент шума F_0 находится в пределах от 5 до 25 дб. У точечных транзисторов этот предел составляет от 45 до 60 дб. Физическая сущность этого шума, как о том было уже сказано, более сложна. Коэффициент шума зависит не только от свойств примененного полупроводникового кристалла, но еще и от положения рабочей точки. Коэффициент шума в цепи эмиттера изменяется незначительно, но коэффициент шума в цепи коллектора возрастает с увеличением напряжения. На *рис. 220* изображена зависимость обоих коэффициентов шума от положения рабочей точки плоскостного транзистора. Из кривой видно, каково должно быть напряжение, чтобы коэффициент шума находился в приемлемых пределах. Для практического применения выгодно знать уравнение коэффициента шума, выраженное посредством внутренних сопротивлений транзистора. Для основных схем включения транзистора в качестве усилителя можно применить следующие уравнения:

Для схемы с общей базой:

$$F_b = 1 + \frac{1}{4\,kT\,\Delta f\,R_g}\left[\bar{u}_{\check{s}e}^2 + C\bar{u}_{\check{s}k}^2\left(\frac{R_g + r_e + r_b}{r_m - r_b}\right)^2\right] \quad (7-31)$$

Для схемы с общим эмиттером

$$F_e = 1 + \frac{1}{4kT\Delta f R_g}\left[\bar{u}_{\check{s}e}^2\left(\frac{R_g + r_m + r_b}{r_m - r_b}\right)^2 + C\bar{u}_{\check{s}k}^2\left(\frac{R_g + r_b + r_e}{r_m - r_e}\right)^2\right] \quad (7-32)$$

Для схемы с общим коллектором

$$F_k = 1 + \frac{1}{4kT\Delta f R_g}\left[\bar{u}_{\check{s}e}^2\left(\frac{R_g + r_k + r_b}{r_k}\right)^2 + C\bar{u}_{\check{s}k}^2\left(\frac{R_g + r_b}{r_k}\right)^2\right] \quad (7-33)$$

Константа C является коэффициентом корреляции, который имеет такое же значение, как и в уравнении (7—27).

Из приведенных уравнений следует, что коэффициент шума зависит, с одной стороны, от сопротивления примененного генератора R_g, с другой стороны, от положения рабочей точки транзистора. Наглядно это изображено на *рис. 221* и *222*. У многокаскадных усилителей отношение сигнал/шум может быть улучшено, если на входе будет применен транзистор с большим коэффи-

циентом усиления. Это вытекает из следующего уравнения коэффициента шума двух включенных последовательно усилительных ступеней:

$$F_o(\mathrm{I} + \mathrm{II}) = F_o(\mathrm{I}) + \frac{F_o(\mathrm{II}) - 1}{\gamma_{\mathrm{I}}}, \qquad (7-34)$$

где $F_o(\mathrm{I})$ — коэффициент шума первой ступени, $F_o(\mathrm{II})$ — коэффициент шума второй ступени и γ_1 — коэффициент усиления мощности первой ступени. Из уравнения очевидно, что транзисторы с большим коэффициентом усиления мощности обладают меньшим

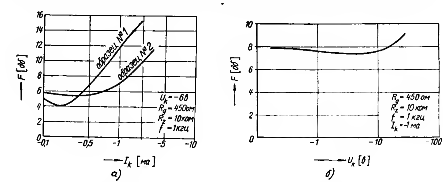


Рис. 222. Зависимость коэффициента шума плоскостного транзистора *а)* от тока коллектора, *б)* от напряжения коллектора [21]

шумом. При сравнении шумов транзистора с вакуумной электронной лампой приходим к заключению, что транзисторы могут с успехом конкурировать с электровакуумными триодами. Например, у триода с эквивалентным сопротивлением 400 ом при применении источника с внутренним сопротивлением 1000 ом коэффициент шума будет $F = 1{,}24$ дб. Если применить транзистор с сопротивлением базы $r_b = 50$ ом и с коэффициентом усиления по току $\alpha_o = 0{,}99$, то при $I_e = 0{,}5$ ма, $I_{ko} = 2$ мка и при оптимальном внутреннем сопротивлении примененного источника R_g около 700 ом коэффициент F составляет также 1,24 дб.

7.5 ИСКАЖЕНИЕ У ТРАНЗИСТОРОВ

Как каждый нелинейный элемент, так и транзистор искажает переменный сигнал. Подробный анализ этого искажения более или менее относится к отдельным усилительным схемам [13, 14, 15];

здесь же мы только упомянем о влияниях, связанных с собственной функцией транзисторов.

Основные причины искажения:

1. нелинейность входной или выходной характеристик точечных транзисторов,
2. нелинейность передаточной характеристики,
3. ограничение сигнала.

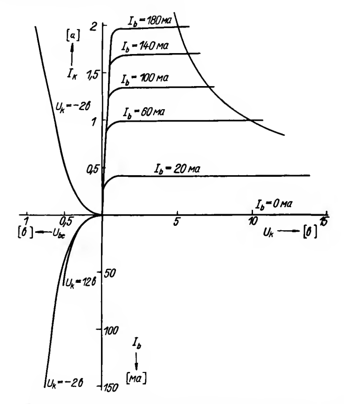


Рис. 223. Входная и выходная характеристики, а также характеристика передачи чехословацкого транзистора 10 вт

Физическая сущность первых двух причин заключается в том, что внутренние сопротивления транзистора и коэффициент усиления по току зависят или от тока коллектора или от тока эмиттера. Приближенное уравнение входной характеристики, приведенное

в работе Ло [12] является наилучшим для этого доказательством. Для схемы включения с общим эмиттером будет

$$R_{\text{вх}} = r_b + \frac{r_e}{1 - \alpha_{oe}}$$

У точечных транзисторов из всех влияний влияние нелинейности входной и выходной характеристик бывает наибольшим из всех. У плоскостных транзисторов большим преимуществом является прямолинейная форма выходных характеристик (сравни *рис. 204*); однако прямолинейная форма сохраняется только до тех пор, пока

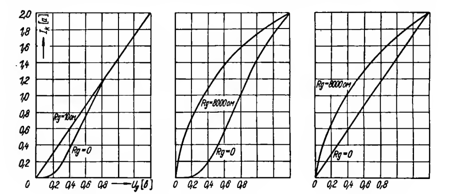


Рис. 224. Характеристика передачи мощного транзистора
а) в схеме ОБ, *б)* в схеме ОЭ, *в)* в схеме ОК

не возникнет перегрузка транзистора, вследствие чего произойдет нарушение линейности характеристики. Искажение всегда увеличивается с возрастанием рассеиваемой мощности данного типа транзистора. На стороне эмиттера всегда происходит искажение, даже и при специальном положении рабочей точки. Это очень хорошо видно на *рис. 223*, где изображены все характеристики, имеющие влияние на искажение транзистора. Искажение формы кривой тока на входе транзистора может быть уменьшено, если для питания транзистора применить источник с большим внутренним сопротивлением; искажение формы кривой напряжения, наоборот, при источнике с большим внутренним сопротивлением увеличивается. Например, для устранения искажения формы кривой тока у плоскостного транзистора достаточно применить источник с внутренним сопротивлением в несколько сот ом и искажение будет настолько незначительным, что им можно пренебречь. Таким

источником может быть предшествующая ступень транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером или с общей базой. Если межкаскадная связь осуществляется при помощи трансформатора, то приходится удовлетвориться компромиссом между точной согласованностью импеданса и между величиной искажения. Сравнительно большое влияние на искажение оказывает нелинейность передаточной характеристики. Эта нелинейность зависит от внутреннего сопротивления источника, как это изображено на *рис. 224.* Внутренее сопротивление источника бывает наименьшим в схеме с общей базой и наибольшим в схемах с общим эмиттером и с общим коллектором. По передаточным характеристикам можно лучше всего определить, какое следует выбрать внутреннее сопротивление источника и какое выбрать положение рабочей точки.

О влиянии падения коэффициента усиления по току можно лучше всего судить по выходным характеристикам транзистора: мы видим, что по мере возрастания тока коллектора расстояние между этими характеристиками постепенно уменьшается. Вследствие того что падение коэффициента усиления по току бывает больше в схеме с общим эмиттером, чем в схеме с общей базой, то следует при строгих требованиях к величине допустимого искажения применять схему включения с общей базой [16, 17].

Причиной дальнейшего искажения часто бывает то обстоятельство, что напряжение входного сигнала больше постоянного напряжения в рабочей точке, вследствие чего получается частичное выпрямление сигнала. То же самое происходит и на стороне коллектора, если усиленный сигнал будет больше напряжения смещения коллектора. Это может произойти довольно легко, так как транзистор обладает сравнительно большим коэффициентом усиления по напряжению. В особенности это случается у плоскостных транзисторов, у которых, с одной стороны, большой коэффициент усиления по напряжению, а с другой стороны, на коллекторе бывает сравнительно небольшое напряжение смещения.

Хотя для уменьшения искажения можно применить (как это имеет место у вакуумных электронных ламп) двухтактную схему, все-таки здесь еще существуют и другие факторы, имеющие влияние на общее искажение выходного сигнала. К этим факторам относятся главным образом различные предельные частоты и различная форма характеристик применяемых транзисторов.

7.6 ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЕЕ КОМПЕНСАЦИЯ

Электрические свойства транзисторов, у которых основной частью является полупроводниковый кристалл, зависят от температуры. Эта температурная зависимость является одним из определяющих свойств полупроводника, вследствие чего необходимо всегда учитывать определенные температурные изменения электрических свойств кристаллических диодов и триодов. Поэтому следует применять такой полупроводник или такую схему, чтобы эти изменения не вносили больших затруднений. Необходимо уменьшить эти изменения посредством подходящей конструкции, целесообразного расположения полупроводникового прибора в устройстве и специального выбора полупроводникового материала с таким расчетом, чтобы эти изменения были наименьшими в наиболее применяемом температурном диапазоне. Следующим мероприятием является стабилизация электрических параметров при помощи специальных стабилизирующих элементов.

Собственно говоря, как у точечных, так и у плоскостных транзисторов все важные параметры чувствительны к изменениям температуры, но различным образом. Может случиться, что некоторые влияния будут взаимно компенсированы. Самыми существенными являются изменения сопротивления коллектора r_k и тока покоя коллектора I_{ko} [18, 19].

При изложении физических принципов транзистора было установлено, что величина коэффициента усиления по току α зависит от количества неосновных носителей в окрестности коллектора. Однако количество неосновных носителей зависит от температуры и эта зависимость следует экспоненциальному закону. Эту зависимость можно уменьшить, применив полупроводник с меньшим удельным сопротивлением, вследствие чего отношение количества неосновных носителей к количеству основных носителей будет настолько большим, что дальнейшее приращение

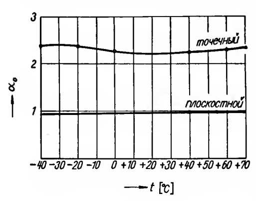


Рис. 225. Температурная зависимость коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 германиевого точечного транзистора и транзистора p-n-p-типа

неосновных носителей с возрастанием температуры не будет иметь существенного влияния. Однако в таких случаях коэффициент усиления по току бывает малым. Изменение коэффициента усиления по току с температурой у плоскостных транзисторов может

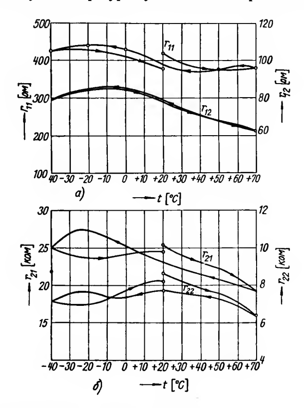


Рис. 226. Температурная зависимость r_{ik} точечного германиевого транзистора

достигнуть величины даже больше единицы, в результате чего при повышенной температуре плоскостной транзистор может стать неустойчивым, как это было описано в разделе 7.3. На *рис. 225* изображена температурная зависимость коэффициента усиления по току в интервале от —40 °C до +70 °C для точечного и плоскостного германиевых транзисторов.

Причина температурного изменения тока I_{ko} заключается в том, что этот ток представляет собой ничто иное, как остаточный

ток в обратном направлении коллекторного перехода. Как было в главе о свойствах p-n-перехода объяснено, зависимость этого тока от температуры также подчиняется экспоненциальному закону, так как ток образован неосновными носителями, количество которых увеличивается с возрастанием температуры согласно

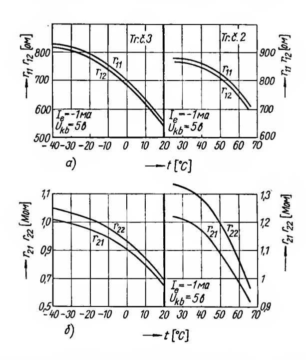


Рис. 227. Температурная зависимость сопротивлений r_{ik} плоскостного германиевого транзистора n-p-n-типа

этому же закону. У германия ток I_{ko} должен теоретически изменяться на 1 °С на 10%, однако на практике этот ток изменяется только на 7% и меньше. Температурное изменение тока I_{ko} оказывает неблагоприятное влияние в том смысле, что смещает в известной степени рабочую точку транзистора, уменьшает его общий коэффициент полезного действия η и уменьшает возможность возникновения больших изменений тока в спусковых схемах [20]. Поэтому все виды температурной стабилизации имеют целью стабилизировать ток I_{ko}. Величина тока I_{ko} определяется по существу

свойствами применяемого кристалла и совершенством образованного p-n-перехода.

Однако с температурой изменяются еще и другие параметры транзистора и прежде всего его характеристические сопротивления r_{ik}. На *рис. 226* и *227* изображены температурные изменения сопротивлений точечного и плоскостного германиевых транзисторов. Интересно заметить, что транзисторы, которые подверглись температурной обработке, менее подвержены влиянию температурной зависимости. Это обстоятельство привело на мысль подвергать все полупроводниковые приборы после монтажа температурным стабилизирующим обработкам.

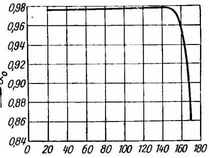


Рис. 228. Температурная зависимость коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания кремниевого плоскостного транзистора, изготовленного методом вытягивания

У каждого полупроводника имеется такая температурная область, в пределах которой происходят такие изменения электрических свойств соответствующего полупроводникового прибора, которые неблагоприятно отражаются на этом приборе. Эта температурная область зависит, с одной стороны, от ширины запретной зоны, с другой стороны, от величны энергии активации доноров и акцепторов. Чем больше ширина запретной зоны и величина энергии активации, тем далее в сторону высших температур перемещается область, в интервале которой происходят температурные изменения. Наибольшие температурные изменения в германии происходят как раз в наиболее применяемой температурной области от —40 до +70 °C, а предел применяемости германия находится около 100 °C. У кремния и других полупроводников, как напр., AlSb, основные температурные изменения происходят при температурах свыше 100 °C. На *рис. 228* изображено влияние температуры на коэффициент усиления по току кремниевого транзистора, а на *рис. 229* изображено изменение тока I_{ko} в зависимости от температуры германиевого и кремниевого транзисторов; из рисунка видно, что кремниевый транзистор может быть применен до 150 °C. Сравнительно большая температурная зависимость германиевых полупроводниковых приборов была причиной того, что во всем мире существовало стремление заменить германий другим

более подходящим полупроводником. Несмотря на это, германиевые приборы еще долго будут самым распространенным типом. Поэтому пришло в соображение надлежащим способом компенсировать влияние температуры на электрические свойства этих полупроводниковых приборов. Сравнительно простой и успешный способ компенсации — это так называемая стабилизация положения рабочей точки [22, 23]. Другой способ основан на применении термисторов. Тепло, оказывающее влияние на электрические свойства полупроводниковых приборов, поступает либо из окружающей среды с повышенной температурой, либо выделяется в самом полупроводниковом приборе подобно выделению Джоулева тепла в каждом проводнике. Наиважнейшим источником тепла в полупроводниковом приборе, как это имеет место у вакуумной электронной лампы, является тепло, выделяемое коллектором.

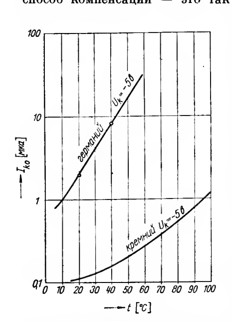


Рис. 229. Температурная зависимость тока I_{ko} кремниевого транзистора n-p-n-типа фирмы Texas Instruments, изготовленного методом вытягивания, и германиевого транзистора типа 3 NU 70, изготовленного методом сплавления

У полупроводникового прибора потери коллектора возникают за счет прохождения носителей тока через сопротивление коллектора. Эти потери, выражающие рассеиваемую мощность коллектора, можно вычислить из уравнения

$$P_k = U_k \cdot I_k$$

Тепло, виделяемое за счет рассеиваемой мощности коллектора необходимо устранить как можно в большей степени и тем самым воспрепятствовать его влиянию на свойства полупроводникового прибора. Вследствие этого не рекомендуется превышать допустимую рассеиваемую мощность коллектора транзистора.

Рассеиваемая мощность коллектора, приводимая в каталогах, относится к комнатной температуре, если нет каких-либо иных указаний. Для ограничения температурной зависимости полупроводниковых приборов эти приборы принципиально следует

располагать в местах, удаленных от источников, выделяющих тепло, и не превышать их допустимой рассеиваемой мощности.

Как мы уже заметили, во всем мире стремятся в наибольшей мере ограничить температурную зависимость. Были получены хороше результаты, описанные в работе [24]. Согласно этой работе были изготовлены германиевые точечные транзисторы, способные работать в температуре до 120 °С. Принцип устранения температурного влияния заключается в том, что неосновные носители, возникающие за счет повышения температуры, вытягиваются из полупроводника под действием вспомогательного электрического поля. На *рис. 230* изображена зависимость тока I_{ko} такого транзистора от температуры. Из вышесказанного можно заключить, что можно добиться весьма существенного ограничения температурной зависимости главным образом у германиевых полупроводниковых приборов.

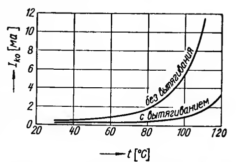


Рис. 230. Температурная зависимость тока I_{ko} точечного германиевого транзистора с вытягиванием избыточных неосновных носителей [24]

У современных германиевых приборов влияние температуры до сего времени устраняется посредством стабилизации при помощи внешних сопротивлений. Эта стабилизация к тому же уменьшает и разброс величины параметров отдельных транзисторов, благодаря чему эти транзисторы можно взаимно заменять.

Стабилизация заключается, собственно говоря, в стабилизации тока [25, 26] I_{ko}. На *рис. 231* изображена принципиальная схема стабилизации. Эта схема предназначена для включения транзистора с общим эмиттером. Стабилизация положения рабочей точки производится принципиально двумя способами. На *рис. 231а* изображена мостовая схема стабилизации, а на *рис. 231б* схема стабилизации, основанная на принципе добавочных сопротивлений. При мостовой схеме транзистор включен в мост, образованный сопротивлениями R_1, R_2, R_3 и R_4. Чем больше эти сопротивления, тем менее изменяются с температурой параметры транзистора. Рабочее напряжение эмиттера по отношению к базе определяется разностью напряжений, возникающих на сопротивлениях R_2 и R_4. Например, если бы ток коллектора начал возрастать с температурой, то увеличилось бы падение напряжения на сопротивлении R_4, вследствие чего уменьшилась бы разность напряже-

ний на эмиттере и, следовательно, уменьшился бы и ток базы. Так как питающий ток коллектора является функцией тока, проходящего через базу, то эти оба изменения компенсируются и в результате ток коллектора не изменяется. Этот вид стабилизации имеет один недостаток, а именно тот, что конденсатор C_e, который по отношению к переменным сигналам поддерживает нулевой потенциал на эмиттере, ограничивает в определённой степени частотную характеристику такой усилительной ступени. Это ограничение начинает действовать при частоте приблизительно в 30 гц, если ёмкость конденсатора C_e составляет 100 мф.

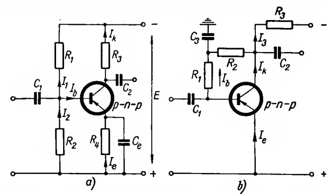


Рис. 231. Основные типы температурной стабилизации рабочей точки транзистора: *а*) мостовая схема, б) схема с сопротивлениями обратной связи

На *рис. 231б* изображен второй способ стабилизации. Принцип этой стабилизации следующий: если ток коллектора начнет увеличиваться, то падение напряжения на сопротивлении R_3 увеличится и вследствие этого уменьшится ток базы, протекающий через сопротивления R_1 и R_2; таким образом, и в этом случае происходит изменение, действие которого противоположно первоначальному изменению; в результате происходит компенсация тока коллектора. Эта схема стабилизации имеет некоторые преимущества перед мостовой схемой стабилизации, вследствие чего она применяется чаще. Например, при низких частотах не происходит упомянутого падения, входное сопротивление транзистора не подвергается влиянию в такой степени, как при мостовой схеме включения транзистора, и общая нагрузка источника во втором случае меньше, чем в первом, так как сопротивление R_3 больше. Величина стабилизирующих сопротивлений зависит от величины требуемой стабилизации, затем от величины питающего напряжения и от

положения рабочей точки транзистора. Назначение конденсатора C_3 на *рис. 231б* будет объяснено в разделе 13.11.

Для упрощения выводов уравнений внешних стабилизирующих сопротивлений предположим, что в данном случае:

1. U_k находится в таких пределах, что оно оказывает только небольшое влияние на ток коллектора,

2. коэффициент усиления по току при коротком замыкании будет постоянным,

3. напряжение эмиттера относительно базы будет пренебрежительно мало; оно бывает порядка десятых долей в. Для схемы, изображенной на *рис. 231а* получим уравнения [27]:

$$I_2 R_2 = E - I_1 R_1 \cong I_e R_4$$
$$I_k = -I_b + I_e$$
$$I_b = -I_2 + I_1$$
$$I_k = I_{ko} + \alpha_o I_e$$

Решив эти уравнения, получим

$$I_k = \frac{I_{ko}\left(1 + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}\right) + \alpha_o \frac{E}{R_1}}{1 - \alpha_o + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}} \qquad (7-35)$$

$$I_e = \frac{(I_k - I_{ko})}{\alpha_o}$$

$$I_b = \frac{[I_{ko} - I_k(1 - \alpha_o)]}{\alpha_o}$$

т. е. $I_b = 0$ для $I_k = \frac{I_{ko}}{1 - \alpha_o}$.

Для малых величин I_k будет $I_e < I_k$, для больших величин I_k будет $I_e > I_k$.

$$I_2 = \frac{\frac{R_4}{R_2}\left(I_{ko} + \frac{E}{R_1}\right)}{1 - \alpha_o + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}}$$

$$I_1 = \frac{\frac{E}{R_1}\left(1 - \alpha_o + \frac{R_4}{R_2}\right) - I_{ko}\frac{R_4}{R_1}}{1 - \alpha_o + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}}$$

В качестве меры стабилизации введем коэффициент S, определяемый уравнением

$$S = \frac{\partial I_k}{\partial I_{ko}} = \frac{1 + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}}{1 - \alpha_o + \frac{R_4}{R_2} + \frac{R_4}{R_1}}, \qquad (7-36)$$

которое показывает, как изменяется ток коллектора в зависимости от изменения тока I_{ko}. На практике выяснилось, что наиболее подходящая величина коэффициента стабилизации S составляет от 2 до 3. При меньших величинах теряется большая часть мощности примененного источника; при большой величине S выходной ток значительно изменяется с температурой, причем для каждого транзистора различно. Величина стабилизирующих сопротивлений вычисляется при помощи уравнений (7—35) и (7—36), для чего необходимо взять произвольно коэффициент стабилизации S, причем нужно знать положение рабочей точки транзистора, т. е. I_k, U_k, I_{ok}, нагрузочное сопротивление R_3 и напряжение источника E. Получим уравнение

$$R_4 = \frac{\alpha_o(E - R_3 I_k - U_k)}{I_k - I_{ko}} \qquad (7-37)$$

$$R_1 = \frac{E(S-1)}{I_k - S I_{ko}}$$

$$R_2 = \frac{S - 1}{\frac{(1 - S + \alpha_o S)(I_k - I_{ko})}{\alpha_o(E - U_k - R_3 I_k)} - \frac{I_k - S I_{ko}}{E}}$$

Общая рассеиваемая мощность дана уравнением $P_{zs} = E(I_k + I_1)$. Поставив вместо I_1 его выражение, получим уравнение

$$P_{zs} = E\left[\frac{I_k}{\alpha_o}\left(1 + \frac{R_4}{R_2}\right) + I_{ko}\left(\frac{R_4}{\alpha_o R_1} - \frac{S}{S-1}\right)\right] \qquad (7-38)$$

Аналогично выведем величину стабилизирующих сопротивлений для схемы, изображенной на *рис. 231б*. Имеем основные уравнения

$$\begin{aligned} I_3 &= I_b + I_k \\ I_k &= I_e - I_b \\ I_k &= I_{ko} + \alpha_o I_e \\ (R_1 + R_2) I_b &= U_k - U_o \cong E - R_3 I_3 \end{aligned} \qquad (7-39)$$

Решив эти уравнения, получим для тока I_k уравнение

$$I_k = \frac{\alpha_0 E + (R_1 + R_2 + R_3) I_{ko}}{R_1 + R_2 + R_3 - (R_1 + R_2)\alpha_0}, \qquad (7-40)$$

откуда коэффициент стабилизации определяется уравнением

$$S = \frac{\partial I_k}{\partial I_{ko}} = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{R_1 + R_2 + R_3 - (R_1 + R_2)\alpha_0} \qquad (7-41)$$

Ток коллектора, выраженный посредством коэффициента стабилизации, будет

$$I_k = \frac{\alpha_0 E S}{R_1 + R_2 + R_3} + S I_{ko}$$

и отсюда требуемые величины сопротивления $R_1 + R_2$ определяются уравнением

$$R_1 + R_2 = \frac{S(\alpha_0 E + R_3 I_{ko}) - R_3 I_k}{I_k - S I_{ko}} \qquad (7-42)$$

Общая рассеиваемая мощность дана выражением

$$P_{zs} = E I_3$$

или

$$P_{zs} = E\left[\frac{E}{R_3} - \frac{(R_1 + R_2)}{R_3} \cdot \frac{(1 - \alpha_0) I_k - I_{ko}}{\alpha_0}\right] \qquad (7-43)$$

В качестве примера вычислим стабилизирующие сопротивления транзистора, который имеет следующие параметры: $U_k = 2$ в, $I_k = 0{,}5$ ма; $\alpha_0 = 0{,}97$; $I_{ko} = 1$ мка; $E = 22$ в; $R_3 = 19$ ком. Коэффициент стабилизации берем равным $S = 2{,}2$. Произведем расчет по известным уравнениям:

$$R_4 = \frac{0{,}97(22 - 19\,000 \,.\, 5 \,.\, 10^{-4} - 2)}{5 \,.\, 10^{-4} - 1 \,.\, 10^{-4}} = 22\,300 \cong 22 \text{ ком}$$

$$R_1 = \frac{22 \,.\, (2{,}2 - 1)}{5 \,.\, 10^{-4} - 2{,}2 \,.\, 10^{-6}} = \frac{26{,}4}{5 \,.\, 10^{-4}} \cong 52 \text{ ком}$$

$$R_2 = \frac{2{,}2 - 1}{\frac{(1 - 2{,}2 + 2{,}13) \,.\, 5 \,.\, 10^{-4}}{10{,}35} - \frac{5 \,.\, 10^{-4}}{22}} \cong 54 \text{ ком}$$

На практике применяем: $R_4 = 20$ ком, $R_1 = R_2 = 50$ ком. Для стабилизации, основанной на принципе добавочных сопротивлений, нужно взять $R_3 = 38{,}3$ ком, чтобы положение рабочей точки не изменилось. Тогда получим

$$R_1 + R_2 = \frac{2{,}2(0{,}97 \,.\, 22 + 38\,300 \,.\, 10^{-6}) - 38\,300 \,.\, 5 \,.\, 10^{-4}}{5 \,.\, 10^{-4}} \cong 56 \text{ ком}$$

Эффективность стабилизации посредством внешних стабилизирующих сопротивлений видна на *рис. 232*, где изображена температурная зависимость усиления по напряжению однокаскадного транзисторного усилителя с применением стабилизирующих сопротивлений. На *рис. 232* видно, что изменения усиления в интервале температур от -40 до $+60$ °C находятся в пределах 5%; при таком большом температурном интервале это вполне приемлемо. Измерение происходило таким образом, что температурной обработке был подвергнут только транзистор, а остальные детали находились при температуре около 20 °C.

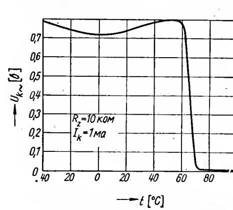


Рис. 232. Влияние стабилизации рабочей точки на усиление по напряжению плоскостного транзистора p-n-p-типа 3 NU 40

Резкое падение усиления при 60 °C происходит от того, что напряжение коллектора упало ниже изгиба прямой части коллекторной характеристики

Поскольку работа происходит с однокаскадными усилителями или с усилителями, ступени которых отделены конденсаторами связи, стабилизация не вызывает никаких затруднений. Однако в усилителе с непосредственной связью отдельных каскадов, у которых изменение тока коллектора одной ступени в зависимости от температуры проявляется мгновенно, причем в последующих каскадах в усиленном виде, дело обстоит иначе. С таким положением мы встречаемся, например, у усилителей постоянного тока. В таких случаях компенсация изменений тока коллектора происходит либо посредством целесообразного соединения отдельных ступеней, либо посредством специально включенного стабилизирующего сопротивления, или же при помощи какого-нибудь нелинейного элемента, например, термистора, германиевого диода или еще дальнейшего транзистора.

Компенсация температурных изменений тока коллектора основана на принципе, который мы объясним на двухкаскадном усилителе [11]. Изменение тока в зависимости от температуры в первой ступени усилителя передается в усиленном виде и общее изменение в выходной цепи усилителя выражается уравнением

$$I_{\text{ko}} = \alpha_1 S_1 I_{\text{ko}_1} + S_2 I_{\text{ko}_2},$$

где α_1 — коэффициент усиления по току первой ступени,
S_1, S_2 — соответствующие коэффициенты стабилизации.

Если общее температурное изменение тока I_{ko} на выходе усилителя должно равняться нулю, то вторая часть уравнения, определяющая I_{ko}, должна также равняться нулю.

$$\alpha_1 S I_{\text{ko}_1} + S_2 I_{\text{ko}_2} = 0$$

Это условие может быть исполнено несколькими способами, а именно: если сигнум I_{ko_1} = сигнум I_{ko_2}.

$\alpha_1 < 0$	$S_1 > 0$	$S_2 > 0$
$\alpha_1 < 0$	$S_1 < 0$	$S_2 < 0$
$\alpha_1 > 0$	$S_1 > 0$	$S_2 < 0$
$\alpha_1 > 0$	$S_1 < 0$	$S_2 > 0$

или же таким образом, что токи I_{ko_1} и I_{ko_2} будут иметь противоположные знаки, т. е. один транзистор в каскаде будет p-n-p-типа, а другой n-p-n-типа. Коэффициент усиления по току транзистора, включенного по схеме с общей базой или с общим коллектором, имеет знак, противоположный знаку коэффициента усиления по току транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Далее коэффициенты стабилизации в схеме с общей базой и с об

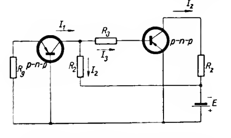


Рис. 233. Стабилизация рабочей точки двухкаскадного усилителя постоянного тока при помощи стабилизирующих сопротивлений [11]

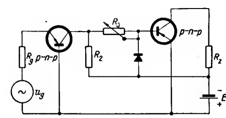


Рис. 234. Стабилизация рабочей точки транзистора посредством нелинейного элемента [11]

щим эмиттером будут положительными, а в схеме с общим коллектором коэффициент будет отрицательным. Из этого следует, что стабилизация положения рабочей точки двухкаскадного усилителя возможна в следующих схемах:

1. ОЭ—ОЭ[1] 2. ОБ—ОЭ, 3. ОБ—ОК, 4. ОЭ—ОК, 5. ОК—ОБ.

На *рис. 233* изображена схема стабилизации двухкаскадного усилителя постоянного тока посредством стабилизирующих сопротивлений. Выходной ток первого транзистора разветвляется при помощи подобранных надлежащим образом сопротивлений R_2 и R_3. Ввиду того что транзистор в схеме с общим эмиттером поворачивает фазу, подбираем сопротивления R_2 и R_3 таким образом, чтобы ток I_2 компенсировал усиленный ток I_3.

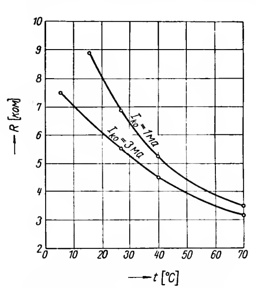


Рис. 235. Температурная зависимость сопротивления R для поддержания постоянного тока I_{ko}

На *рис. 234* изображена схема температурной стабилизации постоянного усилителя посредством нелинейного элемента, например, германиевого диода. Принцип приведенной стабилизации следующий: если допустим, что вместо нелинейного элемента (диода) включено обыкновенное активное сопротивление R, то при нагреве усилителя можно подбором этого сопротивления поддерживать постоянный ток I_{ko}. На *рис. 235* видно, какая должна быть величина сопротивления R для поддержания постоянного тока $I_{ko} = 1$ ма и $I_{ko} = 3$ ма в температурном интервале от 0 до 70 °C. Если же вместо сопротивления R будет находиться сопротивление, изменяемое с температурой согласно кривой *рис. 235*, то при изменении темпера-

[1]) ОЭ означает: схема с общим эмиттером; подобно и остальные сокращения.

туры от 0 до 70 °С ток I_{ko} будет постоянным и нелинейный элемент будет действовать в качестве автоматического регулятора сопротивления R.

Стабилизация сопровождается определенными потерями в стабилизирующих сопротивлениях. Это не имеет большого значения в усилителях, работающих с небольшими мощностями. Однако в оконечных усилителях уже вследствие собственной функции транзистора происходят сравнительно большие изменения тока I_{ko}, а при применении стабилизирующих сопротивлений еще прибавляются потери, которые сравнимы с мощностью самого транзистора. Это значит, что общий коэффициент полезного действия

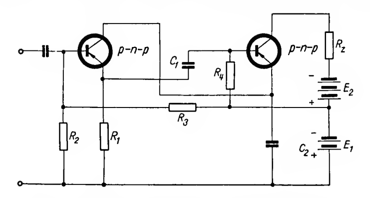


Рис. 236. Принципиальная схема тандемного усилителя [11]

усилителя уменьшается. Для устранения этого недостатка были сконструированы так называемые тандемные усилители, принцип которых изображен на *рис. 236.* В этой схеме один транзистор применен в качестве источника постоянного тока для эмиттера другого транзистора. При этом первый транзистор стабилизируется обычным методом при помощи сопротивлений R_1, R_2 и R_3. Ток эмиттера второго транзистора берется с коллектора первого транзистора, а ток его коллектора проходит через нагрузочное сопротивление R_z. База второго транзистора соединена при помощи сопротивления R_4 с отрицательным полюсом батареи E_1. Переменная составляющая проходит через конденсаторы C_1 и C_2, следовательно, первая ступень собрана по схеме с общим коллектором, а вторая по схеме с общим эмиттером.

7.7 СВОЙСТВА ТРАНЗИСТОРА, ВКЛЮЧЕННОГО В КАЧЕСТВЕ УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ; МОЩНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Конструкция мощных транзисторов в общем существенно отличается от конструкции нормальных транзисторов для малой рассеиваемой мощности, т. е. для мощностей порядка нескольких десятков мвт. Для этого имеется два довода: с одной стороны, параметры, как, например, коэффициенты усиления по току и мощности, принимая во внимание положение рабочей точки, не бывают постоянными и главное при больших токах эмиттера и коллектора происходит уменьшение усиления, с другой стороны, бо́льшая рассеиваемая мощность вызывает внутренний нагрев транзистора со всеми последствиями, о которых было сказано в разделе 7.6. Усилители мощности на транзисторах делятся на классы подобно усилителям на вакуумных электронных лампах. Чтобы получить полное представление о величине требуемых рассеиваемых мощностей для получения определенной мощности переменного тока, необходимо показать, каким коэффициентом полезного действия обладают транзисторные усилители.

Транзистор в усилителе класса А обладает почти максимальным теоретически досягаемым коэффициентом полезного действия, который в этом случае бывает около 50% (обычно 48%), в классе В коэффициент полезного действия при синусоидальном сигнале составляет 78%. Это значит, что для получения требуемой мощности переменного тока нужно применить транзистор, обладающий рассеиваемой мощностью по крайней мере в два раза бо́льшей требуемой мощности переменного тока. Коэффициент усиления транзисторного усилителя существенно зависит от величины тока I_{ko}. Чем этот ток меньше, тем больше коэффициент полезного действия. Вследствие того что у точечных транзисторов величина тока I_{ko} значительно больше, чем у плоскостных транзисторов, то коэффициент полезного действия точечных транзисторов будет почти в два раза меньше, чем вышеуказанные величины для плоскостных транзисторов.

Рис. 237. Эквивалентная схема транзистора как источника тепла

Нагрев транзистора за счет рассеиваемой мощности сказывается главным образом на коллекторе. Выделяемое тепло существенно увеличивает ток I_{ko}, вследствие чего уменьшается коэффициент полезного действия и падает усиление мощности, а следовательно, уменьшается возможность получить бо́льшую мощ-

ность. Например, германиевые транзисторы даже при применении стабилизации положения рабочей точки перестают работать при температуре около 100 °C. Усиление мощности уменьшается не только вследствие повышенной температуры, но даже и при постоянной температуре оно падает с уменьшением коэффициента усиления по току α_0 при нарастании токов эмиттера и коллектора.

Сначала рассмотрим влияние температуры. В рабочей фазе транзистор представляет определенный источник тепла. Так как сопротивление коллектора значительно больше сопротивления эмиттера, то это значить, что даже при коэффициенте усиления по току меньшем единицы бо́льшая часть тепла выделяется на переходе коллектора. Вследствие этого на переходе будет определенная повышенная температура. Из области перехода тепло распространяется через полупроводник кристалла или через вывод к коллектору и обычно отводится в кожух транзистора. На рис. 237 изображена эквивалентная схема транзистора, применяемая при определении теплового режима. На этой схеме N означает источник тепла [вт], R_1 — тепловое сопротивление полупроводникового кристалла и цоколя транзистора [°град/вт], R_2 — тепловое сопротивление кожуха транзистора [°град/вт], T_1 — температура окружающей среды [°град], T_2 — температура кожуха транзистора [°град], T_3 — температура перехода коллектора [°град]. Для определения режима согласно этой схеме даны следующие уравнения

$$\Delta T_1 = T_3 - T_2 = NR_1$$
$$\Delta T_2 = T_2 - T_1 = NR_2$$
$$\Delta T = T_3 - T_1 = N(R_1 + R_2)$$

и далее

$$R_1 = \frac{1}{K} \cdot \frac{l}{F_1},$$

где K — теплопроводность [вт/м . град],
l — длина области температурного градиента [м],
F_1 — сечение [м²], через которое проходит тепловой поток.

Сопротивление кожуха транзистора определяется уравнением

$$R_2 = \frac{1}{CF_2}.$$

C — постоянная, определяющая теплообмен с окружающей средой; для низких температур C находится в пределах от 10 до 20 [вт/м² . град].

F_2 — площадь кожуха [м²].

Величина требуемой охлаждающей поверхности кожуха определяется уравнениями

$$F_2 = \frac{N}{C(\Delta T - R_1 N)} \qquad (7-44)$$

и

$$N = \frac{\Delta T}{R_1 + R_2} \qquad (7-45)$$

Например, вычислим поверхность охлаждения для транзистора, у которого рассеиваемая мощность 1 вт, температура перехода $T_3 = 70$ °C, температура окружающей среды $T_1 = 40$ °C, внутреннее тепловое сопротивление $R_1 = 20$ [°град/вт] и средняя величина постоянной теплообмена $C = 15$ [вт/м²град]

$$F_2 = \frac{1}{15(30 - 20 . 1)} \cong 67 \text{ [см}^2\text{]}$$

Следовательно, для получения наибольшей мощности транзистора нужно либо работать при высокой температуре перехода, т. е. с большим ΔT, что можно достигнуть у кремниевых транзисторов, либо нужно как можно в наибольшей степени уменьшить тепловые сопро-

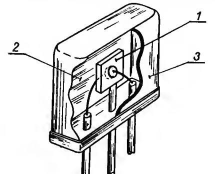


Рис. 238. Мощный транзистор с жидкостным охлаждением:
1 — пластинка германия, 2 — охлаждающая жидкость, 3 — кожух корпуса

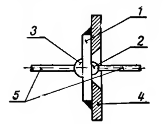


Рис. 239. Коаксиальная конструкция мощного транзистора:
1 — пластинка полупроводника, 2 — эмиттер, 3 — коллектор, 4 — метал. шайба, 5 — выводы

тивления R_1 и R_2. Так как у германиевых транзисторов предельная рабочая температура кристалла составляет 100 °C, то необходимо уменьшать сопротивления R_1 и R_2. Например, были сконструированы транзисторы для усиления мощности с жидкостным

охлаждением (керосином или другим подходящим веществом), как это изображено на *рис. 238*. Однако вследствие того, что применение жидкостей при сборке транзистора на производстве вносило затруднения, то в настоящее время исключительно применяют конструкцию транзисторов без жидкостного охлаждения. В основном эта конструкция бывает двух типов: коаксиальная конструкция, изображенная на *рис. 239*, у которой охлаждение происходит посредством полупроводникового кристалла и которая применяется у транзисторов с рассеиваемой мощностью порядка нескольких вт, и конструкция, изображенная на *рис. 240*, у которой теплоотдача происходит посредством охлаждающего электрода, к которому припаян коллектор. Кроме того, транзисторы для усиления мощности имеют такую конструкцию, при которой они монтируются непосредственно на металлическое шасси, что гарантирует хорошую теплоотдачу. При такой конструкции необходимо изолировать транзистор от шасси; на практике это делается при помощи слюдяной прокладки.

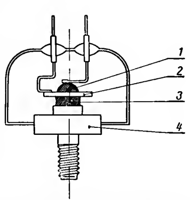


Рис. 240. Конструкция мощного транзистора с непосредственным охлаждением коллектора [28]

1 — эмиттер, 2 — пластинка полупроводника, 3 — коллектор, 4 — металлический электрод

Если полупроводниковый кристалл имеет подходящие размеры, то применяют охлаждение посредством полупроводника, хотя казалось бы, что второй способ проще. Но дело в том, что, например, германий обладает сравнительно большой теплопроводностью 0,14 [кал/см. сек. град]. У транзистора с рассеиваемой мощностью свыше 10 вт обычно применяют охлаждение коллектора. Однако у транзисторов p-n-p-типа следует учитывать меньшую теплопроводность индия, которая составляет всего 0,06 [кал/см. сек. град], и нужно применять только тонкие слои индия. Но и здесь возникают затруднения, так как коэффициенты теплового расширения металлического выводного электрода, обычно медного, и примененного полупроводника, различны. Вследствие температурных изменений коллектор может испортиться, что обыкновенно вызывает короткое замыкание. Для предотвращения этого вводят между металлическим электродом и каплей индия какой нибудь другой металл, например, молибден, который предназначен для выравнивания различных коэффициен-

тов расширения металлического электрода и полупроводника.

Естественно, что рассеиваемая мощность транзистора ограничена не только теплоотдачей, но также геометрическими размерами перехода. Требуемая рассеиваемая мощность может быть достигнута либо большим напряжением и малым током, либо большим током и малым напряжением; причем ни ток, ни напряжение нельзя увеличивать свыше допустимого предела. Вообще казалось бы, что величина напряжения коллектора дана его наибольшим обратным напряжением. Это имело бы место при применении транзистора в качестве выпрямителя. Однако у тран-

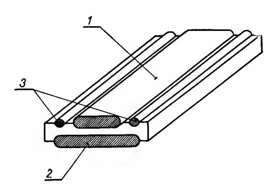


Рис. 241. Специальная конструкция мощного транзистора с равномерно распределенной плотностью тока эмиттера [29]
1 — эмиттер, 2 — коллектор, 3 — выводы базы

зистора, кроме напряжения Зенера, имеются и другие ограничивающие факторы. Например, с повышением напряжения коллектора увеличивается толщина запирающего слоя, как это следует из того, что ёмкость запирающего слоя коллектора падает с его возрастающим напряжением [сравни уравнения (6—1)]. При чрезмерном повышении напряжения U_k может запирающий слой коллектора соединиться с запирающим слоем эмиттера и произойдет короткое замыкание; в особенности если примем во внимание то обстоятельство, что с целью получить большое усиление по току стараются сделать толщину базы как можно наименьшей. Следующим фактором, ограничивающим величину напряжения коллектора, является увеличение тока I_{ko} с возрастанием напряжения. Вследствие увеличения I_{ko} увеличивается рассеиваемая мощность транизистора и уменьшается коэффициент полезного действия.

Что же касается тока коллектора, то он ограничен допустимой плотностью тока эмиттера. Подробное изучение распределения

плотности тока введенных неосновных носителей в области базы показало, что бо́льшая часть тока эмиттера переносится той частью эмиттера, которая обращена по направлению к выводу базы [29]. Это значит, что нельзя получить ток эмиттера, только увеличив его размеры, если одновременно с этим не будут предприняты мероприятия для того, чтобы сопротивление между областью эмиттера и выводом базы было во всех местах одинаково. Это обстоятельство было причиной разработки специальной конструкции транзистора для большой мощности, изображенного на *рис. 241*. Эта конструкция, с одной стороны, гарантирует равномерное распределение сопротивления между эмиттером и базой, с другой стороны, существенно уменьшает сопротивление базы, что имеет также большое влияние на хорошее действие мощного транзистора.

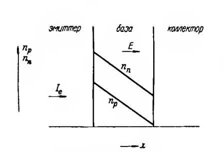


Рис. 242. Образование в базе дополнительного электрического поля, созданного под влиянием большой плотности введенных неосновных носителей

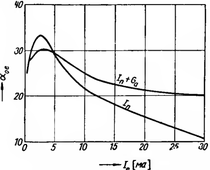


Рис. 243. Зависимость коэффициента усиления по току германиевого транзистора типа 11 NU 70, включенного по схеме с общим эмиттером, от тока эмиттера; одна кривая относится к эмиттеру с примесью индия, а другая к эмиттеру с примесью галлия

Ток коллектора зависит, с одной стороны, от распределения плотности вводимых неосновных носителей, с другой стороны, от коэффициента усиления по току α_0. О соотношениях при больших токах эмиттера мы только что упомянули. Остается рассмотреть влияние коэффициента усиления по току. Как было установлено, этот коэффициент не бывает постоянным для различных величин тока эмиттера, а уменьшается с увеличением последнего [31, 32, 33]. На *рис. 243* изображена типичная характеристика коэффициента усиления по току транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Мы это рассмотрели подробно в разделе

2.53. Особенность этой характеристики в основном зависит от трех факторов:

1. От рекомбинации на поверхности кристалла вблизи эмиттера.

2. Вследствие увеличенного разряда, созданного введением неосновных носителей, образуется в области базы достаточное электрическое поле такого направления, что неосновные носители дополнительно получают ускорение по направлению к коллектору.

3. При больших токах эмиттера уже нельзя пренебречь влиянием неосновных носителей на проводимость базы. Уже при токах порядка нескольких ма плотность вводимых зарядов равняется плотности зарядов ионов примесей в базе. Вследствие введения еще бóльшего количества неосновных носителей увеличивается проводимость базы и тем самым изменяется и условие для высокой эффективности эмиттера $\sigma_e \gg \sigma_b$. Это значит, что эффективность эмиттера уменьшается, а объемная рекомбинация в базе возрастает. Влияние поверхностной рекомбинации сказывается при весьма малых токах эмиттера, когда плотность электронов на поверхности кристалла транзистора p-n-p-типа достаточна для рекомбинации с введенными дырками. При средних токах эмиттера дополнительное электрическое поле в базе преобладает и увеличивает коэффициент усиления по току. Оно возникает в том случае, если плотность вводимых неосновных носителей сравнима с плотностью примесей в базе. Введение дырок образует определенный градиент концентрации неосновных носителей, под влиянием которого эти носители диффундируют к коллектору. Однако для сохранения электрической нейтральности в базе в ней одновременно должен существовать и градиент концентрации носителей противоположного знака и этот градиент должен иметь такое же направление, какое имеет и градиент концентрации неосновных носителей. Например, у транзистора p-n-p-типа этот градиент образуется за счет накопления электронов из основного полупроводникового материала. На *рис. 242* изображена картина электрических соотношений в базе. В зависимости от полярности коллектора электроны не могут перемещаться по направлению градиента и *рис. 242* изображает какое-то установившееся состояние. Однако для сохранения распределения концентрации электронов необходимо наличие в базе определенного электрического поля с направлением, обозначенным на *рис. 242*. Но это поле по своему направлению действует в пользу движения дырок, которые, благодаря этому, дополнительно ускоряются, а коэффициент уси-

ления по току вследствие этого увеличивается. При еще бóльших токах эмиттера еще больше увеличивается концентрация электронов в области эмиттера, вследствие чего уменьшается сопротивление этой области и тем самым уменьшается эффективность эмиттера. Одновременно увеличивается объемная рекомбинация в базе. Вследствие этого с увеличением тока эмиттера уменьшается коэффициент усиления по току. Вышеупомянутые обстоятельства были использованы для вывода аналитического выражения коэффициента усиления по току в зависимости от тока эмиттера [см. (2—133) и (2—134)].

Из уравнений видно, что увеличение коэффициента по току при больших токах эмиттера может быть достигнуто либо посредством увеличения проводимости области эмиттера [33], либо посредством уменьшения толщины эмиттера [34]. На практике главным образом увеличивают проводимость базы. Например, у германиевых транзисторов этого достигают при производстве посредством прибавления галлия к индию.

На *рис. 243* изображена зависимость коэффициента усиления по току транзистора, изготовленного таким способом.

На конструкцию мощных транзисторов имеет влияние и сопротивление r_{bb}' [35, 36]. Влияние этого сопротивления выражается двумя явлениями. С одной стороны, на этом сопротивлении возникает определенное падение напряжения, которое уменьшает мощность, вследствие того что часть управляющего сигнала теряется в этом сопротивлении, или же имеет место неустойчивость транзистора; с другой стороны, происходит из области эмиттера неравномерное распределение плотности тока. Об устранении этого влияния мы уже упомянули; остается рассмотреть вопрос, какое влияние на функцию транзистора оказывает образовавшееся на сопротивлении r_{bb}' падение напряжения. Сопротивление r_{bb}' с возрастающей температурой транзистора немного уменьшается, но это изменение сопротивления сравнительно небольшое и на функцию транзистора не оказывает влияния. Однако с увеличением рассеиваемой мощности существенно увеличивается та часть тока коллектора, которая вместе с неосновными носителями коллектора образует его ток. Увеличение этой части коллекторного тока сказывается на увеличении падения напряжения на сопротивлении r_{bb}', через которое этот ток течет; это падение напряжения имеет такую полярность, что ток эмиттера увеличивается. Но вследствие этого вновь увеличивается рассеиваемая мощность, повышается температура, что опять вызывает увеличение падения напряжения на сопротивлении r_{bb}'. Таким образом, постепенно может возникнуть неустойчивое состояние. Однако

сопротивление r_{bb}' имеет влияние и на величину усиления мощности транзистора. Выходная мощность транзистора пропорциональна только той части напряжения коллектора, которая имеется на нем. Следовательно, вследствие того что часть мощности теряется на сопротивлении r_{bb}', для получения требуемой выходной мощности транзистора необходимо к эмиттеру подвести бо́льшую потребляемую мощность.

Однако неустойчивость транзистора происходит не только под влиянием повышения температуры, вызванного рассеиваемой мощностью, но еще и по другим причинам. Дело в том, что рассеиваемая мощность, как было уже сказано, увеличивается вследствие повышения тока I_{ko} и транзистор может прийти в неустойчивое состояние, если даже сопротивление r_{bb}' будет очень мало и его влиянием можно пренебречь. Условие для температурной стабильности транзистора можно легко вывести, рассуждая следующим образом. Допустим, что транзистор находится в определенном тепловом равновесии, данном температурой T, напряжением коллектора U_k и коллекторным током I_k. Небольшое изменение температуры на ΔT вызывает соответствующее изменение тока коллектора I_k на ΔI_k, вследствие чего увеличивается рассеиваемая мощность на величину

$$dP_k = U_k \, dI_k$$

Если тепловое сопротивление между переходом и окружающей средой равно R, то тепловой поток увеличится на

$$dQ = \frac{dT}{R}$$

Тепловое равновесие будет соблюдено при условии, что

$$dP_k < dQ ,$$

что в свою очередь требует условия, чтобы

$$U_k \frac{dI_k}{dT} < \frac{1}{R} \qquad (7-46)$$

Это означает, что пока соблюдается условие (7—46), транзистор не выйдет из устойчивого состояния под влиянием повышенной температуры. Одновременно с тем это выражение определяет критическую температуру стабильности.

Практическое исполнение транзисторов для усиления мощности обусловлено принципами, которые мы выше рассмотрели. Для меньших рассеиваемых мощностей была выбрана конструкция

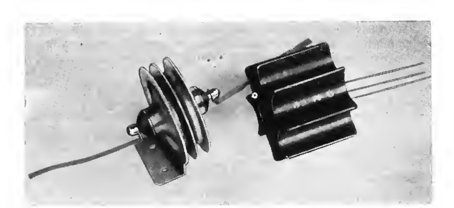


Рис. 244. Мощные транзисторы с воздушным охлаждением. Влево трехваттный советский транзистор, вправо 1,5-ваттный американский транзистор

транзистора с отводом тепла в его кожух, откуда тепло излучается непосредственно в воздух. Такую конструкцию имеют транзисторы, изображенные на *рис. 244*, где приведены советский транзистор П3 с рассеиваемой мощностью 3 вт и американский транзистор Сильвания с рассеиваемой мощностью 1,5 вт.

У транзисторов бóльшой мощности обычно теплоотдача происходит в шасси, которое имеет большую излучающую поверхность. Такой конструкцией обладают транзисторы, изображенные на *рис. 245*, где приведены немецкий транзистор Текаде мощностью 6 вт и американский транзистор Хонеуэлл мощностью в 20 вт. Оба .транзистора предназначены для крепления на шасси; их коллектор соединен непосредственно с кожухом. Вследствие этого

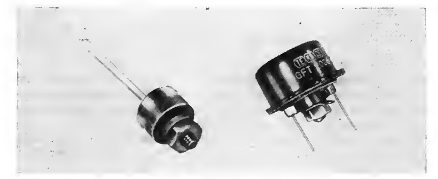


Рис. 245. Мощные транзисторы с рассеиваеной мощностью 20 вт и 6 вт с теплоотдачей в шасси

транзистор изолируется от шасси тонкой слюдяной пластинкой, которая хотя и ухудшает немного теплоотдачу, но зато в электрическом отношении изолирует транзистор от шасси.

7.8 ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ТРАНЗИСТОРА И ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

В разделе 6.2 мы показали, что на входе и выходе транзистора нельзя принимать во внимание только активные сопротивления, а что ввиду наличия ёмкостей эмиттера и коллектора входные и выходные сопротивления представляют собой импедансы. Точно также и характеристические сопротивления транзистора вообще

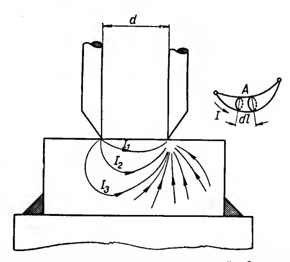


Рис. 246. Различные траектории неосновных носителей в базе точечного транзистора (Шокли)

будут представлять импедансы (см. уравнение 6—9). Этот комплексный характер постоянных транзисторных уравнений при точных расчетах должен учитываться, начиная от определенной частоты, которая зависит от типа транзистора; например, у нормальных сплавных транзисторов с рассеиваемой мощностью 50 мвт эта граница начинается уже от 3 кгц. Ввиду наличия ёмкостной составляющей все характеристические параметры зависят от частоты [37]. Наиболее важным параметром является коэффициент усиления транзистора по току [38], который уменьшается с по-

вышением частоты. Одновременно уменьшаются коэффициенты усиления по напряжению и по мощности. Причины уменьшения коэффициентов усиления по току α_0 и по мощности связаны с самой сущностью транзистора. В основном это следующие причины: конечная величина времени пролета неосновных носителей от эмиттера к коллектору, расхождение путей и времен пролета отдельных неосновных носителей, статические и динамические ёмкости электродов и величина сопротивления r_{bb}'.

Влияние конечного времени пролета и расхождение путей пролета видны иа *рис. 246*, где изображены соотношения точечного транзистора [39]. Прохождение неосновных поситслей от эмиттера к коллектору происходит только в определенной части объема полупроводникового кристалла. Если на этом пространстве мы выделим трубку тока, то в любом ее сечении и по всей ее длине будет один и тот же ток, причем величина сечения трубки находится в зависимости от его положения. Рассмотрим сечение A, перпендикулярное к электрическому полю трубки. Имеем уравнение

$$\sigma E = \frac{I}{F}\text{, откуда следует, что } E = \frac{I}{\sigma F},$$

где σ — удельная проводимость кристалла,
E — напряженность электрического поля,
I — ток в трубке,
F — сечение трубки.

Скорость неосновных носителей, выраженная в м/сек, равняется произведению их подвижности и напряженности действущего электрического поля; следовательно скорость

$$v = \mu E = \mu \frac{I}{\sigma F},$$

где μ — подвижность соответствующих неосновных носителей, выраженная в [м²/в . сек]. За время $\mathrm{d}t$ неосновной носитель пройдет в полупроводнике отрезок пути $\mathrm{d}l$, выражаемый уравнением

$$\mathrm{d}l = v\,\mathrm{d}t$$

или

$$\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}l}{v} = \frac{\mathrm{d}l\sigma F}{\mu I} = \frac{\sigma}{\mu I}\mathrm{d}V,$$

где $\mathrm{d}V$ элемент объема трубки. Интегрируя вдоль всей трубки

тока от эмиттера к коллектору, получим время пролета неосновных носителей:

$$\tau = \frac{V\sigma}{\mu I},$$

где V — уже общий объем трубки тока, по которой течет рассматриваемый ток I. Из рисунка видно, что это время пролета для различных длин пути неосновных носителей будет различно, вследствие чего практически можно всегда определить только определенное среднее время пролета. При первом приближении можно предполагать, что у точечных транзисторов объем V пропорционален d^3, где d — расстояние между эмиттером и коллектором. В таком случае будет

$$\tau = \frac{\sigma d^3}{\mu I_e} \qquad (7-47)$$

Если бы ограничение частоты усиления транзистора зависело только от геометрических размеров, то транзисторы были бы применимы сравнительно до высоких частот. Дальнейшим фактором является то обстоятельство, что пути отдельных неосновных носителей имеют различную длину. Влияние времени пролета заключается в том, что фаза усиления по току повернута на угол $\tau\omega$, где ω — угловая частота передаваемого сигнала. Следовательно, конечное время пролета не уменьшает усиление по току непосредственно, а только оказывает влияние на его фазу. Совершенно иначе влияет различная длина пролета. Разброс путей вызывает расхождение между временами пролета отдельных носителей, и если эти расхождения будут такого же порядка как и период передаваемого сигнала, то усиление по току будет уменьшаться. Если не учитывать дальнейших ограничивающих факторов, то было бы можно предполагать, что предельная частота транзистора будет порядка $1/\tau$. У точечного транзистора, у которого ток I будет порядка 10^{-3}а, подвижность дырок $\mu_p = 0{,}17$ м^2/в . сек, удельная проводимость $\sigma = 20$ ом$^{-1}$. м$^{-1}$ и расстояние между электродами равняется $5 \cdot 10^{-5}$ м, время пролета составляет $\tau = 0{,}015$ мксек. Разброс времен пролета неосновных носителей составляет приблизительно 0,005—0,025 мксек. Из этих данных получим предельную частоту около 7 Мгц. Усиление падает до нуля при частоте около 25 Мгц.

У плоскостных транзисторов неосновные носители переме-

щаются в базе главным образом за счет диффузии. Время пролета через базу равняется приблизительно (см. 6—2)

$$\tau = \frac{\omega^2}{D},$$

где w — толщина промежуточного слоя [м],
D — коэффициент диффузии неосновных носителей в соответствующем полупроводнике [м²/сек].

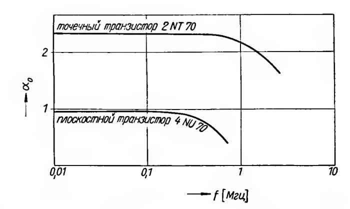


Рис. 247. Зависимость коэффициента усиления по току α_0 от частоты плоскостного транзистора 4 NU 70 и точечного транзистора 2 NT 70

Для транзистора n-p-n-типа, у которого коэффициент диффузии неосновных носителей при температуре 20 °C составляет $92 \,.\, 10^{-4}$ м²/сек, при толщине базы $w = 2{,}5 \,.\, 10^{-5}$ м получим время пролета около 10^{-7} сек. Различные времена пролета, которые соответствуют отдельным путям неосновных носителей, будут приблизительно того же порядка, вследствие чего предельная частота такого транзистора составляет приблизительно 10^6 — 10^7 гц. Зависимость коэффициента усиления по току от частоты можно получить, решив уравнение диффузии, которое справедливо для движения неосновных носителей базы при установившемся состоянии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n_0 - n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

где n — концентрация неосновных носителей в базе [см⁻³],
t — время [сек],

τ_n — время жизни неосновных носителей в базе [сек],
n_0 — равновесное состояние концентрации носителей при данной температуре [$1/см^3$].

Ввиду того что концентрация носителей n связана с током, протекающим в базе, соотношением

$$i = -eD_n \frac{\partial n}{\partial x},$$

то коэффициент усиления по току α определяется уравнением

$$\alpha = \frac{i_k}{i_e} = \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{x=w} : \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{x=o}$$

где

$$i_k = -eD_n \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{x=w}; \quad i_e = -eD_n \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{x=o}$$

если начало координат берем в эмиттере. Уравнение диффузии для установившегося состояния будет

$$\alpha = \operatorname{sech}\left[\sqrt{\frac{1}{D_n \tau_n}(1 + j\omega\tau_n)}\; w\right] \qquad (7-48)$$

Из этого уравнения, которым определяется усиление по току, видно, что величина и фаза этого усиления изменяются с частотой. На *рис. 247* изображена частотная зависимость абсолютной величины коэффициентов усиления по току точечного и плоскостного транзисторов, а на *рис. 248* их одновременное изменение фазы. Каким образом можно судить о применяемости транзистора на высших частотах? Обыкновенно существуют две точки зрения: в отношении зависимости коэффициента усиления по току α_0 от частоты и в отношении величины усиления мощности при данной частоте. Транзистор может быть применен в качестве усилителя еще при такой частоте, при которой обычно его коэффициент усиления по току уменьшится на 3 дб по отношению к величине, измеренной при определенной низкой частоте. Эта частота, при которой происходит уменьшение, называется предельной частотой транзистора. При помощи подробного анализа можно для плоскостных транзисторов найти соотношение [40], данное геометрическими размерами транзистора; получим

$$f_\alpha = \frac{K}{2\pi}\,\frac{D}{w^2}; \; w = w_0 - x_{kb}; \; x_{kb} = \sqrt{\frac{U_{kb}\varepsilon_0\varepsilon\mu}{150\,\sigma_b}} \qquad (7-49)$$

где K — постоянная, зависящая от величины отношения w/L; при величине этого отношения в пределах от 0 до 0,35 постоянная K изменяется в пределах от 2,43 до 2,56,
D — коэффициент диффузии неосновных носителей базы,
w — толщина базы,
L — диффузионная длина неосновных носителей в базе,
w_0 — средняя геометрическая толщина базы.

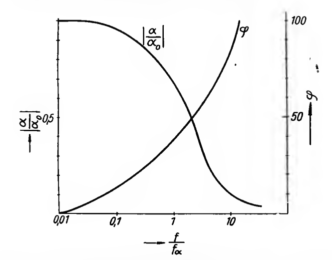


Рис. 248. Общее изменение коэффициента усиления транзистора по току от частоты [11]

Для соотношения между частотой и коэффициентом усиления по току при частоте f часто применяется уравнение

$$\alpha_f = \frac{\alpha_n}{1 + j\frac{f}{f_\alpha}}, \qquad (7-50)$$

где f — частота, при которой желают знать величину коэффициента усиления по току,
f_α — предельная частота,
α_n — величина коэффициента усиления по току при низких частотах.

Кроме явлений, которые имеют непосредственное отношение к движению неосновных носителей базы, имеются еще и дальней-

шие факторы, которые понижают частотный предел транзистора исключительно с электрической точки зрения. При выводе параметров транзистора в качестве элементов электрических цепей мы сказали, что входные и выходные сопротивления представляют импедансы в общем виде и что это нужно учитывать при работе на высших частотах. Как мы далее увидим существует прямое соотношение между предельной частотой f_α и динамической составляющей ёмкости эмиттера. Факторы, как ёмкость коллектора и величина сопротивления $r_{bb'}$, оказывают существенное влияние на уси-

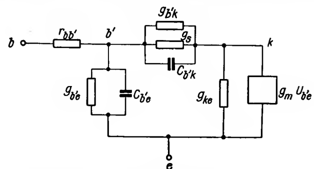


Рис. 249. Эквивалентная схема транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, как четырехполюсника [41]

ление мощности транзистора при высших частотах. Для расчета этого усиления применяют эквивалентную схему транзистора согласно *рис. 192*, соответствующую схеме транзистора с общим эмиттером, которая применяется чаще всего. Таким образом, получается схема, изображенная на *рис. 249.*

При высоких частотах, когда реактивные составляющие импеданса преобладают над активными составляющими, т. е. $\omega C_i \gg \gg \frac{1}{R_i}$, можно приведенную схему упростить, в результате чего получится схема, изображенная на *рис. 250*. Эта схема справедлива для практических значений ёмкостей и сопротивлений, начиная с частот в 3 Мгц. Упомянутая схема позволяет вывести следующее выражение для наибольшего усиления мощности.

$$\gamma \approx \frac{g_m}{4\omega^2 r_{bb'} C_{b'e} C_{b'k}} \qquad (7-51)$$

Учитывая далее, что ёмкости могут быть выражены при помощи уравнений (6—1) и (6—3), что g_m равняется приблизительно

$\frac{e}{kT} I_e$, так как ток эмиттера доброкачественного транзистора только незначительно отличается от тока коллектора, и наконец, что сопротивление базы $r_{bb'}$ можно выразить отношением $\frac{1}{G} \sigma_b$, где G — постоянная, зависимая от геометрии транзистора, и σ_b — удельная проводимость базы: $\sigma_b = e n_n \mu_n$, получим уравнение

$$\gamma \approx \frac{G \mu_n \mu_p}{\omega^2 A_k \frac{e}{kT} \left[\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{e n_n U_{ke}} \right]^{\frac{1}{2}} w^2} \qquad (7-51a)$$

Усиление мощности будет тем больше, чем больше будут величины G, n_n, U_{ke} и чем меньше будут величины A_k и w. Коэффициент G может быть увеличен, если возьмем большую толщину полупроводниковой пластинки и если сделаем вывод базы как можно ближе к переходам. Напряжение U_{ke} нельзя увеличивать без ограничения, как мы уже об этом упомянули в предыдущем разделе; точно также и содержание примесей, определяющее величину n_n нельзя безгранично увеличивать, так как с его увеличением понижается обратное напряжение коллектора, а, следовательно, и U_{ke}. Сечение коллектора A_k по соображениям техники производства можно уменьшать только до известного предела; точно также и толщину w нельзя уменьшать безгранично. Имея ввиду усиление мощности высокочастотных транзисторов, необходимо при их конструкции руководствоваться следующими принципами: наименьшее сопротивление базы $r_{bb'}$, применение полупроводника со сравнительно большой проводимостью, но такой величины, чтобы еще получалось надлежащее напряжение коллектора U_{ke}, наименьшая толщина базы и наименьшая площадь коллектора. Из анализа движения неосновных носителей базы следует, что необходимо получить наиболее короткое время пролета и наименьший фазный разброс путей отдельных неосновных носителей.

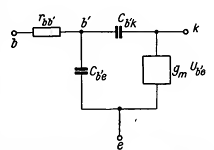


Рис. 250. Упрощенная эквивалентная схема транзистора для высших частот [41]

Частотная зависимость параметров транзистора и влияние его геометрических размеров и примененного полупроводникового

материала определяются следующими уравнениями, которые справедливы для параметров, приведенных на *рис. 249* [41]; при этом мы исходим из предположения, что рабочая точка транзистора лежит в прямолинейной части характеристики, что w будет меньше, чем диффузионная длина неосновных носителей базы, и что работа происходит при частоте, которая имеет меньшее значение, чем $\frac{3D}{w^3}$. Приведенные эквивалентные схемы справедливы для широкой области частот, хотя основные параметры и измеряются при низких частотах. Получим уравнения

$$g_{b'e} \cong -\frac{e}{kT} I_b \tag{7—52}$$

$$C_{b'e} \cong \frac{e}{kT} I_e \frac{w^2}{2D} \tag{7—53}$$

$$g_{b'k} \cong I_k \frac{w}{2L_D^2} \frac{\delta w}{\delta U_{kb'}} \tag{7—54}$$

$$C_{b'k} \cong \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_k}{\left[\dfrac{2\varepsilon\varepsilon_0 \mu U_{ke}}{\sigma_b}\right]^{\frac{1}{2}}} - I_k \frac{w}{2D} \frac{\delta w}{\delta U_{kb'}} \tag{7—55}$$

где $$\frac{\delta w}{\delta U_{kb}'} \cong \frac{1}{2}\left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\mu}{\sigma_b U_{ke}}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$g_{ke} \cong -I_k \frac{1}{w} \frac{\delta w}{\delta U_{ke}} \tag{7—56}$$

$$g_m U_{b'e} \cong -\frac{e}{kT} I_k U_{b'e} \tag{7—57}$$

Из уравнения (7—51а) для $\gamma = 1$ получим частоту, при которой транзистор перестает усиливать. Эта частота определяется уравнением

$$f_{os} = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{g_m}{r_{bb'} C_{b'k} C_{b'e}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7—58}$$

Обычно при этой частоте транзистор еще генерирует. Приведенное выражение называется коэффициентом добротности транзистора. Если в уравнение (7—58) подставим вместо величины $1/C_{b'e}$ вы-

ражение (7—53), а затем в полученное уравнение введем выражение для f_α (7—49), то получим

$$f_{os} = \sqrt{\frac{f_\alpha}{25 r_{bk'} C_{b'k}}} \cong \sqrt{\frac{f_\alpha}{25 r_b C_k}} \qquad (7-59)$$

Из этого уравнения видно, что величины f_α, C_k, r_b, которые приводятся в каталогах, характеризуют транзисторы в определенной степени и в отношении их частотных свойств, если при этом учитывается, что обычно

$$r_{bb'} < r_b \quad \text{и} \quad C_{b'k} \cong C_k$$

В общем можно сказать, что с возрастающей частотой уменьшается усиление мощности транзистора. Главным образом это происходит вследствие наличия ёмкостей эмиттера и коллектора, а именно их статической или динамической составляющей. Эти ёмкости включены параллельно с соответствующими электродами. Частотное падение усиления по току происходит быстрее при схемах с общим эмиттером и с общим коллектором, так как, как мы увидим в дальнейшем, при этих схемах усиление по току бывает пропорционально $\frac{1}{1-\alpha_0}$. Схема с общим эмиттером хотя и дает большее усиление, но быстрее уменьшается с частотой. Это значит, что для высоких частот более выгодной будет схема с общей базой. Что же касается транзисторных уравнений и эквивалентных схем, то при высоких частотах необходимо учитывать характеристические величины транзистора как комплексные величины [42, 43]. Предполагая, что источник переменного сигнала имеет только активное сопротивление, то согласно [44] при схеме с общей базой входной импеданс возрастает с частотой, тогда как выходной импеданс падает; при схеме с общим эмиттером и входной и выходной импедансы уменьшаются с частотой. При схеме с общим коллектором входной импеданс падает, а выходной возрастает с частотой. Стабильность контура ввиду комплексного вида характеристических сопротивлений с возрастающей частотой уменьшается, вследствие чего и плоскостной транзистор при высших частотах может стать нестабильным. Определенное значение при этом имеет сопротивление $r_{bb'}$, которое вводит положительную обратную связь, а именно нагрузка оказывает влияние на входной импеданс.

Объяснение причин уменьшения усиления транзистора с частотой вызвало создание новых конструкций транзисторов для высоких частот. Что касается точечных транзисторов, то у них

произошло изменение в том смысле, что расстояние между точечными контактами было уменьшено, стали применять высшее напряжение коллектора и, наконец, были совершены попытки устранить разброс путей пролета неосновных носителей, для чего к кристаллу было приложено вспомогательное магнитное поле, которое сосредоточивало пути отдельных неосновных носителей. Однако бурное развитие плоскостных транзисторов заставило

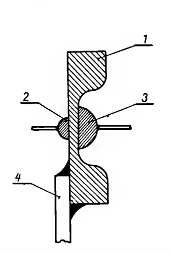


Рис. 251. Разрез плоскостным транзистором для высших частот [45]

1 — пластинка германия, 2 — эмиттер, 3 — коллектор, 4 — вывод базы

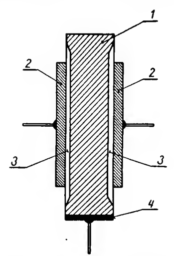


Рис. 252. Принцип поверхностно-барьерного транзистора:

1 — пластинка германия, 2 — нанесенные металлические электроды, 3 — слой чистого германия, 4 — вывод баэы

конструкторов обратить главное внимание на увеличение их частотного предела, и для этой цели было использовано несколько путей. У сплавных транзисторов, с одной стороны, было уменьшено сопротивление базы r_{bb}' посредством надлежащей геометрической формы кристалла согласно *рис. 251* [45], причем одновременно с тем были применены малые размеры электродов и были устранены утечки по поверхности кристалла. Благодаря этому можно было получить очень тонкий слой базы. Таким образом изготовляют транзисторы с предельной частотой в 20 Мгц.

Иным способом был получен так называемый поверхностно-барьерный транзистор [46, 47, 48]. На *рис. 252* приведено его схематическое изображение. На противоположных сторонах тонкой полупроводниковой пластинки находятся весьма тонкие слои

подходящего металла. Однако очень важно, чтобы поверхность применяемого полупроводникового кристалла была абсолютно чистой и не содержала никаких свободных электронов или дырок. В таком виде поверхностный слой представляет собой почти изолятор и ввиду того, что прибор образует, собственно говоря, конденсатор, в нем существует очень сильное электрическое поле. Места соприкосновения поверхностного слоя с полупроводником образуют запирающие слои и, таким образом, получается схема, подобная нормальному транзистору. Из описания этого поверхностно-барьерного транзистора следует, что и технология его

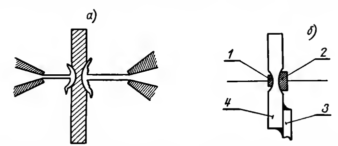


Рис. 253. Схема изготовления поверхностного-барьерного транзистора: *а)* электролитическое травление, *б)* нанесенные эмиттер и коллектор; [*1* — эмиттер, *2* — коллектор, *3* — пластинка германия, *4* — вывод базы]

производства отличается от технологии предшествующих транзисторов. Транзисторы этого типа изготовляются электролитическим травлением полупроводникового кристалла, а протравленный кристалл образует базу требуемой толщины. После травления полярность приложенного напряжения изменяется, и электролитическим методом наносится подходящий металл, который образует эмиттер и коллектор. На *рис. 253а* и *253б* изображено схематически изготовление и вид такого транзистора после нанесения металлических электродов. Изготовленные таким способом плоскостные транзисторы обладают предельной частотой в 50 Мгц и выше, однако их рассеиваемая мощность бывает всего около 10 мвт. До 1957 года самым распространенным типом высокочастотного транзистора был так называемый вытягиваемый транзистор, о котором мы уже упомянули в разделе 6.12. Необходимые p-n-переходы для эмиттера и коллектора образуются непосредственно при вытягивании монокристалла, для чего либо постепенно прибавляют примеси p- или n-типа, либо изменяют температуру и скорость вытягивания кристалла, причем в нем постепенно нарастают области, имеющие проводимость n- или p-типа. Метод

постепенного добавления примесей n- или p-типа имеет тот недостаток, что при постепенном увеличении содержания примесей изменяется и удельное сопротивление отдельных областей, вследствие чего таким способом можно изготовить только одну систему переходов. Хотя казалось бы, что посредством этого метода нельзя получить достаточно тонкий средний слой, все-таки удалось изготовить транзисторы с базой толщиной около 25 мкн и с предельной частотой, равной предельной частоте точечных транзисторов.

Понятно, что при применении малой толщины слоя базы существует большая опасность образования каналов от эмиттера к коллектору (см. раздел 2.9). Дело в том, что метод вытягивания не только дает возможность получить малую толщину базы, но главное значение этого метода заключается в том, что p-n-переходы эмиттера и коллектора получаются плоскопараллельными, вследствие чего устраняется влияние различной величины путей пролета отдельных неосновных носителей. На *рис. 254* изображен в разрезе такой транзистор, изготовленный методом вытягивания. Второй метод, применяемый для изготовления вытягиваемых транзисторов, заключается в том, что во время вытягивания кристалла изменяют скорость вытягивания (см. раздел 3.3). Попеременное ускорение и замедление вытягивания кристалла дает возможность последовательно получить несколько систем p-n-p-переходов или n-p-n-переходов, которые следуют друг за другом. Хотя вытягиваемые транзисторы пока еще и не обладают такими предельными частотами, какими обладают поверхностно-барьерные транзисторы, все-таки они представляют собой большой прогресс, так как из них можно очень просто изготовить тетроды, которые имеют выразительные преимущества особенно в области высоких частот, о чем более подробно будет сказано в главе 11.

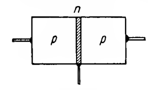


Рис. 254. Разрез через транзистор p-n-p-типа, изготовленного методом вытягивания

Стремление получить у транзисторов те же предельные частоты, какими обладают вакуумные электронные лампы, проявилось, с одной стороны, в конструкции так называемых транзисторов p-n-i-p-типа или n-p-i-n-типа [49], с другой стороны, в конструкции транзисторов, изготовляемых методом диффузии, и микросплавных транзисторов. В последнее время к этим высокочастотным транзисторам прибавились спейсистор и текнетрон. На *рис. 255* изображен схематически транзистор p-n-i-p-типа. Из

рисунка видно, что первоначальный слой n-типа, составляющий базу, имеет весьма незначительную толщину и что к нему прилегает следующий слой, образованный полупроводником с собственной проводимостью. Коллектор образован нормально слоем p-типа. Слой полупроводника с собственной проводимостью образует с запирающим слоем коллектора и с слоем базы конденсатор. Ввиду наличия этого слоя между коллектором и базой, увеличивается толщина слоя вышеупомянутого конденсатора, вследствие чего уменьшается ёмкость коллектора. Одновременно с тем электрическое поле внутри запирающего слоя коллектора станет слабее, благодаря чему уменьшится опасность пробоя. Но будет иметь место еще одно следующее обстоятельство. Такое расположение уменьшает также и изменение ёмкости коллектора в зависимости от его напряжения, вследствие чего ёмкость в небольшом интервале напряжений остается почти постоянной.

Ввиду наличия слоя i, в котором существует сильное электрическое поле, ускоряющее неосновные носители, эта конструкция сокращает время пролета неосновных носителей. Согласно теоретическим расчетам эти транзисторы должны иметь предельную частоту 3000 Мгц, следовательно, в области сверхвысоких частот. Подобно нормальным плоскостным транзисторам и здесь имеется возможность применения комбинации n-p-i-n-типа, которая отличается от предшествующей комбинации электрическими параметрами.

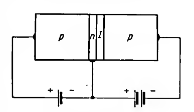


Рис. 255. Схема транзистора p-n-i-p-типа

В 1954 году Г. Кромер [61] опубликовал теорию нового высокочастотного дрейфового транзистора, у которого для ускорения неосновных носителей применено искусственно созданное дополнительное электрическое поле в области базы. Это электрическое поле получается за счет неравномерно распределенных примесей в области базы, например, экспоненциальное распределение, которое можно получить посредством диффузии соответствующих веществ. На *рис. 256* изображен в разрезе такой транзистор, а на *рис. 257* изображено распределение в нем примесей и сравнение с распределением примесей в нормальном плоскостном транзисторе p-n-p-типа. Вследствие экспоненциального падения концентрации доноров в области базы на стороне эмиттера возникает в этом пространстве статическое электрическое поле, имеющее постоянную напряженность. Направление этого поля таково, что происхо-

дит дополнительное ускорение неосновных носителей в пространстве базы и таким образом сокращается их время пролета.

Микросплавные транзисторы получаются посредством комбинации двух технологий: технологии вплавления и технологии поверхностно-барьерного транзистора. Нанесенный электролитическим путем индий подвергается процессу вплавления. Ввиду того что эмиттер и коллектор благодаря такой технологии могут достигнуть очень малых размеров, можно этим методом изготовить транзисторы с предельной частотой в несколько сот Мгц; само собой разумеется при малой рассеиваемой мощности.

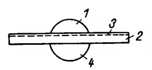


Рис. 256. Принцип дрейфового транзистора p-n-p-типа:

1 — эмиттер, *2* — пластинка германия с большим удельным сопротивлением, *3* — слой германия с большим количеством доноров, созданных диффузией, *4* — коллектор

Самая современная конструкция высокочастотных транзисторов в настоящее время — это конструкция диффузинонных транзисторов. Эти транзисторы изготовлены на основании диффузии подходящих веществ в полупроводниковый кристалл, как об этом уже было сказано в разделе 3.42. Так как время и температура, не-

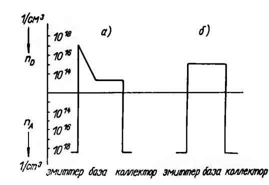


Рис. 257. Распределение примесей — *а)* в дрейфовом транзисторе, *б)* в сплавном нормальном транзисторе

обходимые для проникания вещества в глубину уже на 1 мкн, позволяют производить очень хороший контроль как глубины проникания, так и концентрации диффундирующего вещества, то это предоставляет хорошее средство для изготовления транзисторов p-n-p- или n-p-n-типов с весьма малой толщиной базы, что является

первой предпосылкой для получения высокочастотного транзистора. Кроме того, распределение примесей в базе у этого транзистора не бывает равномерным, а экспоненциальны, вследствие чего в базе образуется дополнительное электрическое поле, ускоряющее неосновные носители на их пути от эмиттера к коллектору, подобно тому, как это происходит у дрейфовых транзисторов. Согласно работе [50] такие транзисторы можно изготовить таким образом, что на германиевую пластинку p-типа с удельным сопротивлением 0,8 ом. см, кладется другая германиевая пластинка, на которую методом распыления нанесен мышьяк, и все это помещается в печь, где происходит диффузия мышьяка в германий. Глубина проникания мышьяка в германий p-типа измеряется одним из методов, описанных в разделе 3.42. На получившейся таким способом слой n-типа наносится эмиттерный электрод требуемой геометрической формы. Коллекторный электрод образуется из исходного германия p-типа, а соответствующим химическим травлением придается ему форма. Изготовленные таким образом транзисторы обладали предельной частотой свыше 400 Мгц. В середине 1957 года был открыт принцип конструкции высокочастотных транзисторов с частотой порядка тысяч Мгц [62]. На этом принципе был сконструирован усилительный прибор,

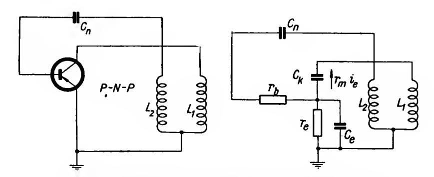


Рис. 258. Нейтрализация ёмкости коллектора транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером [44]

названный спейсистором; на *рис. 260* он изображен схематически в разрезе. Малое время пролета носителей тока принципиально достигается при помощи их ускорения за счет сильного электрического поля, существующего в запирающем слое p-n-перехода при условии, что последний включен в обратном направлении.

Например, у германия это поле достигает напряженности порядка 10^5 в/см. При помощи соответствующей технологии перехода и при наличии внешнего напряжения запирающий слой может быть расширен до 75 мкн, что достаточно для конструкции спейсистора. Из рисунка видно, что спейсистор представляет собой простой плоскостной диод, включенный в обратном направлении. На ри-

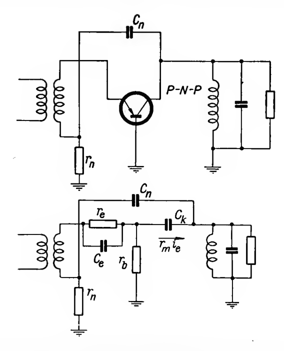


Рис. 259. Нейтрализация ёмкости транзистора, включенного по схеме с общей базой [44]

сунке пространство запирающего слоя с большой напряженностью электрического поля изображено штриховкой. К этому запирающему слою приложены два электрода. Инжектор I имеет такую поляризацию, чтобы он инжектировал электроны. Электроны быстро проходят в область n-типа и участвуют в прохождении тока в выходной цепи. На своем пути от инжектора к коллектору электроны проходят около модуляционного электрода M, который при помощи своего потенциала управляет их током и тем самым модулирует и ток выходной цепи. Принципиальное отличие спей-

систора от транзистора заключается в его высоких входном и выходном импедансах, порядка десятков Мом. По своему существу спейсистор подобен электровакуумному тетроду.

Текнектрон по существу является усовершенствованным фильдистором; он был уже описан в главе о специальных транзисторах. Если не имеется в нашем распоряжении высокочастотных транзисторов и мы не работаем в какой-нибудь широкой частотной полосе, то частотный диапазон транзистора может быть увеличен

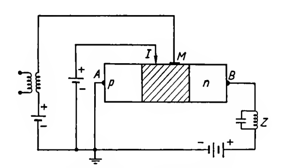


Рис. 260. Схема транзистора
I — инжектор, *M* — модулятор, *A* и *B* — омические контакты, *Z* — нагрузка

при помощи соответствующей нейтрализации ёмкостей и главным образом на стороне коллектора [51, 52, 53, 54]. В качестве примера на *рис. 258* изображено исполнение такой нейтрализации транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Для определения нейтрализирующих членов в первом приближении можно написать уравнение

$$\frac{C_n}{C_k} = \frac{n_{L_1}}{n_{L_2}} \tag{7—60}$$

На *рис. 259* изображена нейтрализация ёмкости коллектора транзистора, включенного по схеме с общей базой; для определения нейтрализирующих членов имеем уравнение

$$\frac{C_n}{C_k} = \frac{r_b}{R_n} \tag{7—61}$$

При этом величину нейтрализирующих членов C_n и R_n следует брать порядка C_k и r_b. При помощи этой нейтрализации можно расширить частотный диапазон транзистора в несколько раз.

7.9 СВОЙСТВА ТРАНЗИСТОРА, ВКЛЮЧЕННОГО В КАЧЕСТВЕ УСИЛИТЕЛЯ ИМПУЛЬСОВ

Одно из самых распространенных применений транзисторов — это применение в импульсных схемах. Транзисторы применяются в качестве усилителей импульсов, в качестве генераторов импульсов и в пусковых схемах. Импульсная работа любого вида означает для данной физической системы очень быстрый переход из одного состояния в другое, причем данные состояния уже могут не повторяться. Это значит, что при импульсной работе главное значение имеют переходные явления, каковые существуют, как мы знаем, например, в RC-, LC-цепях и т. п. При изложении физического принципа транзистора (как точечного, так и плоскостного) для высших частот мы видели, что для пролета неосновных носителей от эмиттера к коллектору требуется определенное

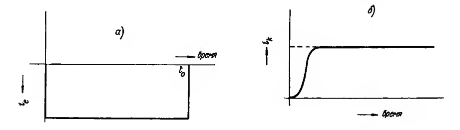


Рис. 261. Искажение переднего фронта импульса, создаваемое транзистором *а)* приложенный импульс прямоугольной формы, *б)* искажение переднего фронта импульса

время; это конечное время пролета создает задержку во времени между сигналом на входе и появлением его на выходе транзистора. Но кроме этого, пути отдельных неосновных носителей не имеют одинаковую длину и много неосновных носителей по дороге рекомбинируют. Какие же требования предъявляются к транзистору, который должен передать неискаженный сигнал, например, прямоугольный положительный импульс? Положительный импульс, подведенный к эмиттеру, вызывает мгновенное введение большого количества неосновных носителей в область базы. Если этот импульс не должен претерпеть искажение, то все введенные дырки должны одновременно долететь к коллектору, причем они не должны по дороге рекомбинировать [55, 56, 57]. На основании изложения в разделе 7.8 следует, что введенные неосновные носители не доходят к коллектору одновременно, а в разное время в зависимости от разброса их путей и рекомбинации на пути.

Вместо прямоугольного импульса, изображенного на *рис. 261а*, транзистор передает на коллектор импульс с искаженным передним фронтом, как это изображено на *рис. 261б*. Иа рисунке видно, с одной стороны, влияние задержки сигнала, с другой стороны, влияние рекомбинации в базе, что сказывается на переднем фронте импульса. Причины, вызывающие искажение переднего фронта импульса, по существу, те же, что были указаны при рассмотрении частотных свойств транзисторов; ввиду этого по частотным свойствам транзисторов можно судить о возможности применения их для импульсной работы. Такой транзистор должен обладать

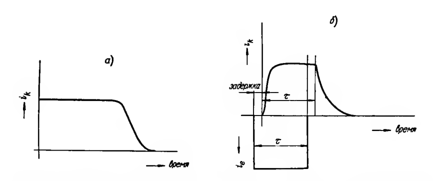


Рис. 262. Искажение заднего фронта импульса, создаваемое транзистором. *а)* искажение заднего фронта импульса, создаваемое транзистором, *б)* общее искажение импульса прямоугольной формы, создаваемое транзистором

небольшой задержкой времени, т. е. коротким интервалом переднего фронта импульса. Интервал переднего фронта будет тем короче, чем меньше будет расстояние между эмиттером и коллектором и чем короче будет пролет неосновных носителей базы. Подобно искажению переднего фронта импульса транзистора искажается и его задний фронт. Если бы задний фронт импульса не был искажен, то это означало бы, что из области базы все неосновные носители должны исчезнуть в очень короткое время. При нормальных обстоятельствах неосновные носители могут исчезнуть только путем рекомбинации в базе; однако рекомбинация не происходит мгновенно, а для этого требуется определенное время, которое пропорционально времени жизни неосновных носителей. Искажение импульса на выходе транзистора имеет форму согласно *рис. 262а*, а весь прямоугольный импульс, прошедший через транзистор, будет иметь форму согласно *рис. 262б*.

Аналитическое выражение импульса, прошедшего через транзистор, определяется для переходного состояния из диффузионного уравнения [11]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n_0 - n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

Так как на практике аналитический способ довольно затруднителен, то сначала изображается эквивалентная схема транзистора для переходных явлений и затем решаются соответствующие цепи. Кроме внутренних факторов, которые мы рассмотрели, на искажение импульса оказывают влияние еще другие факторы, как например, схема транзистора, положение рабочей точки и величины элементов внешних цепей. В общем можно сказать, что при включении транзистора по схеме с общей базой импульс искажается меньше всего; это также вытекает из зависимости импульсных и частотных свойств транзистора. При построении эквивалентной схемы транзистора для переходных явлений следует руководствоваться главным образом тем, чтобы результаты расчетов находились в хорошей согласованности с результатами измерений, чтобы расчеты, происходящие при помощи эквивалентной схемы, были просты и чтобы эквивалентная схема содержала такие элементы, которые в действительности могут быть измерены. При этом по отношению к импульсной работе в эквивалентной схеме необходимо учитывать два основных свойства транзистора, т. е. задержку импульса и влияние разброса путей неосновных носителей. Для идеальной линии задержки задержку можно выразить уравнением

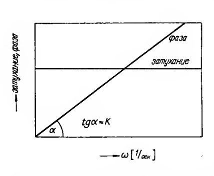


Рис. 263. Затухание и фаза идеальной линии задержки [11]

$$\frac{i_2}{i_1} = \exp(-jKw) \qquad (7-62)$$

где K — задержка линии, выраженная в секундах. На *рис. 263* изображены характеристики затухания и фазы задержки такой линии.

Влияние разброса путей и рекомбинации неосновных носителей в базе может быть изображено элементом, у которого имеется

член, который, с одной стороны, постепенно приобретает электрическую энергию, а с другой стороны, ее теряет. Наиболее простым таким элементом с соответствующей характеристикой является *RC*-фильтр, изображенный на *рис. 264а*. На *рис. 264б* изображена его характеристика при запуске импульса с большой крутизной. Учитывая ранее приведенные простые элементы и эквивалентную схему транзистора в том виде, как мы ее знаем из прежнего изложения, получим эквивалентную схему для переходных явлений, изображенную на *рис. 265*. Для этой схемы будет справедливым уравнение

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{\alpha_0 \exp(-jK\omega)}{1 + j\omega Cr} \qquad (7-63)$$

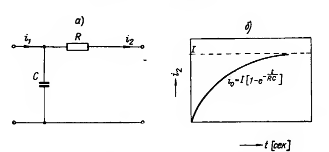


Рис. 264. RC-элемент и его характеристика

Затухание, создаваемое транзистором в зависимости от частоты, определяется следующей частью уравнения

$$\left|\frac{i_2(j\omega)}{i_1(j\omega)}\right| = \frac{a_0}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 r^2}}\,, \qquad (7-64)$$

которое в соединении с уравнением (6—29) дает выражение

$$\frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \omega^2 r^2 C^2}} = |\alpha| \qquad (7-65)$$

На *рис. 266* кривая затухания изображена по результатам вычисления уравнения (7—65). Падение на 3 дб с учетом уравнений (7—64) и (7—65) должно соответствовать предельной частоте; следовательно, получим

$$\left|\frac{i_2(j\omega)}{i_1(j\omega)}\right| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_\alpha^2}}\,,$$

где τ_α — $^1/_{2\pi} f_\alpha$; но согласно уравнениям (7—63) и (7—64) τ должно равняться rC. Если схему, изображенную на *рис. 265*, переделаем таким образом, что вместо источника тока применим источник напряжения, а сопротивление r_k с параллельным конденсатором C_k заменим общим импедансом Z_k, то получим эквивалентную схему транзистора для импульсной работы, изображенную на *рис. 267*, причем будет

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \tau_\alpha j\omega}; \mathbf{e}_k = \mathbf{e}_k(j\omega) = \alpha \exp(-Kj\omega) Z_k \mathbf{i}_e(j\omega) \quad (7-66)$$

$$Z_k = \frac{r_k}{1 + j\omega\tau_k}$$

$$\tau_k = r_k C_k$$

$$\tau_\alpha = rC$$

Что же касается точечных транзисторов, то в первом приближении можно при импульсной работе применить схему, изображенную на *рис. 267*, при условии, что учитываем наличие только малых импульсов, при которых нелинейность точечных транзисторов не проявляется. Для импульсной работы нельзя принимать в сообра-

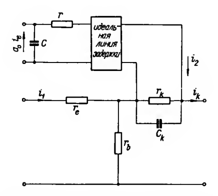


Рис. 265. Эквивалентная схема транзистора для переходных явлений [11]

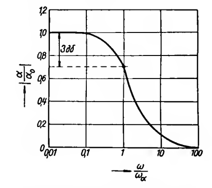


Рис. 266. Характеристика затухания согласно уравнению (7—65) [11]

жение параметры транзистора в том виде, как они были приведены в разделе 6.6, так как при импульсном режиме происходят большие изменения токов эмиттера и коллектора.

При применении транзистора в импульсном режиме необходимо учитывать также амплитуду импульса на входе транзистора

по двум причинам: с одной стороны, большая амплитуда импульса вызывает изменение входного импеданса, вследствие чего величины α_0, r_e, r_k, r_b, C_e и C_k изменяются согласно амплитуде импульса, с другой стороны, большая амплитуда импульса на входе создает в цепи коллектора состояние насыщения, причем импульс может исказиться. Для больших амплитуд импульсов нужно применить графический метод или решить транзисторное уравнение по точкам, в которых изменения характеристических параметров бывают большими.

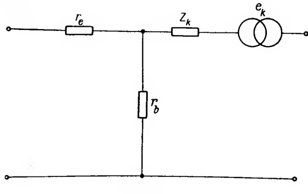


Рис. 267.

В области насыщенности существует большая концентрация неосновных носителей в запирающем слое коллектора. Однако большой ток коллектора вызывает большое падение напряжения на сопротивлении нагрузки транзистора, вследствие чего напряжение на самом коллекторе будет мало. При большой амплитуде импульса на эмиттере количество вводимых неосновных носителей, которые перешли в запирающий слой коллектора, ограничивается небольшим напряжением эмиттера, вследствие чего в базе образуются избыточные неосновные носители и дальнейшее увеличение тока эмиттера уже не оказывает влияния на ток коллектора. Поэтому при мгновенном окончании импульса в цепи эмиттера, в цепи коллектора еще некоторое время протекает ток. Это объясняется тем, что избыточные неосновные носители в базе весьма медленно движутся к коллектору ввиду его небольшого напряжения. Это происходит до тех пор, пока концентрация неосновных носителей в базе не достигнет своего равновесного состояния, после чего только неосновные носители будут исчезать за счет рекомбинации по экспоненциальному закону.

У транзисторов для импульсной работы необходимо различать три области их применения [58, 59]: линейную, нелинейную и насыщенную. Например, у обычных транзисторов p-n-p-типа, включенных по основной схеме, при положении рабочей точки, определяемой параметрами $U_k = -10$ в, $I_e = 1$ ма и $I_k = -0,8$ ма, была определена линейная область для входного импульса величной от 0 до 50 мв, нелинейная область для входного импульса от 50 до 150 мв и область насыщения для входного импульса свыше 150 мв. Для линейной области можно применить выведенную эквивалентную схему и транзисторные уравнения. Для нелинейной и насыщенной областей лучше применить графическое решение, как о том будет сказано в разделе 8.3.

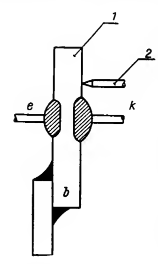


Рис. 268. Специальная конструкция транзистора для коротких времен запуска(60)

1 — пластинка германия, *2* — вспомогательный электрод

Из высказанных соображений следует, что для импульсной работы необходимо применять транзисторы, которые обладают короткими интервалами переднего и заднего фронтов импульса и малым временем задержки импульса. Эти обстоятельства, с одной стороны, оказывают влияние на искажение импульса, с другой стороны, ограничивают частоту повторения импульсов. Например, для частоты повторения в 10^6 гц уже требуются весьма добротные высокочастотные транзисторы. Практически принято считать, что транзистор может быть применен для импульсной работы до частоты, равной приблизительно одной десятой доли его предельной частоты. Для того, чтобы не было необходимости для импульсной работы применять специальные высокочастотные транзисторы, были сконструированы специальные транзисторы в частности для работы в спусковых схемах и в счетных машинах. На *рис. 268* изображен транзистор с вспомогательным электродом, изготовление которого не сопряжено с затруднениями и который обладает временем спуска около 10^{-6} сек [60]. Это, собственно говоря, плоскостной транзистор, у которого на стороне коллектора имеется еще точечный электрод с запирающим слоем или без него, к которому приложен соответствующий потенциал. По своему устройству этот транзистор похож

на полупроводниковый тетрод. Важное значение дополнительного электрода состоит еще в том, что ток, протекающий от него в базу, с одной стороны, оказывает влияние на рекомбинацию неосновных носителей в базе, с другой стороны, создает в базе дополнительное электрическое поле, которое (даже если оно не велико) может сократить время пролета неосновных носителей базы на величину одного порядка.

7.10 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 7

1 *Coblenz, A., Owens, H. L.:* Transistors, Theory and Application; McGraw Hill, New York 1955.
2 *Bergellini, P. M., Herscher, M. B.:* Investigation of Noise in Audio Frequency Using Amplifiers Junction Transistors; Proc. IRE II, (1955), стр. 217—226.
3 *Guddenbühl, W., Strutt, M. J. O.:* Experimentelle Untersuchung und Trennung der Rauschursachen in Flächentransistoren; A. E. Ue. 9, (1955), стр. 259—269.
4 *Keonjian, E., Schaffner:* An Experimental Investigation of Transistor Noise; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1456—1460.
5 *Schönfeld, H.:* Beitrag zum 1/f Gesetz beim Rauschen von Halbleitern; Z. Naturforschung 10a, (1955), стр. 291—300.
6 *Mataré, H. F.:* Randschichtwechselwirkung und statistische Schwankungen beim Dreielektrodenkristall; Zeitsch. für Physik, 131, (1951), стр. 82—97.
7 *A. van der Ziel:* Note on Shot and Partition Noise in Junction Transistors; Journ. of Appl. Phys. 25 (1954), № 6, стр. 815—816.
8 *Montgomery, H. C., Clark, A.:* Shot Noise in Junction Transistors; Journ. of Appl. Phys. Oct. 1953.
9 *Montgomery, H. C.:* Transistor Noise in Circuit Applications; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1461—1471.
10 *Montgomery, H. C.:* Background Noise in Transistors; Bell Lab. Rec. (1950), стр. 400—403.
11 *Shea, R. F.:* Principles of Transistor Circuit; John Willey and Sons, inc. New York, 1954.
12 *Lo, A. W., Enders, R. O., Zawels, J.:* Transistor electronics, Prentice-Hall; Inc. Englewood Cliffs, N. J., 1956.
13 *Jelinek, L.:* Überprüfung von Transistorschaltungen auf ihre Verwendharkeit in der Rundfunk-HF-Technik, IV Radio-Technik 31 (1955), № 4, стр. 140—146.
14 *Fewer, D. R.:* Desing Principles for Transistor Audio Power Amplifiers; IRE Transact, XI-XII (1955), стр. 183—201.
15 *Hollmann, H. E.:* Transistortheorie und Transistorschaltungen; AEUe 15 (1955), стр. 315—327.
16 *Shea, R. F.:* Graphical Methods Speed Transistor Power Amplifier Design; Tele-Tech VI (1954), стр. 116—119.
17 — Transistor Amplifier for Low Distortion; Rad. Electron V (1955), № 5, стр. 137.
18 *Armstrong, L. D., Jenny, D. A.:* Behavior of Germanium Junction Transistors at Elavated Temperatures and Power Transistor Design; Proc. IRE, March (1954), стр. 527—530.

19 *Coblenz, A., Owens, L.*: Variation of Transistor Parameters with Temperature; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1572—1576.
20 *Molemann, P. F.*: Thermische Probleme bei der Verwendung von Schichttransistoren; NTF (1955), № 1, стр. 37—39.
21 *Adcock, W. A., Jones, M. E.*: Silicon Transistor; Proc. IRE VII (1954), стр. 1192.
22 *Penfield, P.*: Transistor Bias Stabilisation; Audio 1956, стр. 34—41.
23 *Tate, H. J.*: Temperature Stabilized Transistor Amplifiers; Electronics VI (1954), стр. 144—147.
24 *Gibson, A., Bardslay, W.*: A germanium point-contact transistor to operate at hight ambient temperatures; Brit. Journ. Appl. Phys. 6 (1955), № 7, стр. 251—254.
25 *Oakes, F.*: Dir. Cur. Stability of Transistor Circuits; Wireless World (1955), стр. 164—167.
26 *Barron, F. E.*: Simple Circuit Stabilizes Transistor; Electronics XI (1954), стр. 182—184, 186.
27 *Shea, R. F.*: Transistor Operation: Stabilization of Operating Points; Proc. IRE, Nov. (1952), стр. 1435—1439.
28 *Roka, E. G., Buck, R. E., Reiland, G. W.*: Develоpemental Germanium Power Transistors; Proc. IRE (1954), стр. 1247—1250.
29 *Fletcher, N. H.*: Some Aspects of Design of Power Transistors; Proc. IRE V, (1955), стр. 551—559.
30 *Webster, W. M.*: On the Variation of Junction-Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current; Proc. IRE, June 1954, стр. 914—920.
31 *Tummers, L. J.*: Der Einfluss von Minoritätsträger-Injektion auf das Verhalten von Leistungstransistoren; NFT 1955, № 1, стр. 31—32.
32 *Giacoletto, L. J.*: Variation of Junction-Transistor Current Amplification Factor with Emitter Current; Proc. IRE X, (1955), № 10, стр. 1529.
33 *Armstrong, L. D., Carlson, C. L.*: P—N—P Transistor using High-Emitter Efficiency Alloy Materials; RCA Review 1956, № 1, стр. 42.
34 *Mueller, C. W., Ditrick, N. H.*: Uniform Planer Alloy Junctions for Germanium Transistors; RCA Review III (1956), № 1, стр. 46—56.
35 *Armstrong, L. D., Jenny, D. A.*: Behavior of Germanium-Junction Transistors at Elevated Temperatures and Power Transistor Design; Proc. IRE, March 1954, стр. 527—530.
36 *Saby, J. S.*: Transistors for High Power Application; Conv. Rec. IRE (1954), стр. 80—83.
37 *Kettel, E., Mayer-Brotz, G.*: Die Frequenzabhängigkeit der Vierpolparameter eines Transistors; Telefunk. Zeit. 27, Dez. 1954, стр. 237.
38 *Pritchard, R. L.*: Frequency Variation of Current Amplification Factor for Junction Transistors; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1476—1481.
39 *Shockley, W.*: Electrons and Holes in semiconductors.
40 *Hanemann, D.*: Expression for the alfa Cut-off Frequency in Junction Transistors; Proc. IRE, Dec. 1955, стр. 1808—1809.
41 *Pritchard, R. L.*: High Frequency Power Gain of Junction Transistors; Proc. IRE IX, (1955), стр. 1075—1085.
42 *Zawels, J.*: Physical Theory of new Circuit Representation for Junction Transistor; Journ. of Appl. Phys., Aug. 1954, стр. 976.
43 *Oertel, L.*: Zur Theorie der Ersatzschaltbilder von Flächentransistoren; Telefunk. Zeit. 27, Dec. 1954, стр. 230.
44 *Vasseur, J. P.*: Principes des Circuits à transistors; An Radioélectr. 10 (1955), стр. 99—162.
45 *Mueller, C. W., Pankove, J. I.*: A P—N—P Triode Alloy-Junction Transistor for Radio-Frequency Amplification; Proc. IRE, Feb. 1954, стр. 386—391.

46 *Bradley, W. E.:* Principles of the Surface-Barrier Transistor; Proc. IRE, Dec. 1953, стр. 1702—1706.
47 *Bradley, W. E.:* Silicon Surface-Barrier Transistors; Proc. IRE, Feb. 1954, стр. 486.
48 *Angel, J. B., Keiper, F. P.:* Circuit of Surface-Barrier Transistors; Proc. IRE, Dec. 1953, стр. 1709—1712.
49 *Early, J. M.:* P—N—I—P and N—P—I—N Junction Transistor Triodes; Bell Syst. Techn. Journ., May 1954, стр. 786—799.
50 *Lee, Ch. A.:* A High Frequency Diffused Base Germanium Transistor; Bell Syst. Techn. Journ., Jan. 1956, стр. 23—34.
51 *Herzog, W.:* Zur Erhöhung der Grenzfrequenz bei Transistoren; AEUe (1954), № 8, стр. 297—300.
52 *Rühl, H.:* Die Erhöhung der Grenzfrequenz bei Transistoren; NTZ (1955), № 11, стр. 593—594.
53 *Stern, A. P.:* Internal Feedback and Neutralization of Transistor Amplifiers; Proc. IRE, July 1955, стр. 838—847.
54 *Kettel, E.:* Hochfrequenzverstärkung mit Transistoren; Telefunk. Zeit. 27, Dec. 1954, стр. 245.
55 *Basset, H. G., Tillmann, J. R.:* Some transient Properties of Transistors; Brit. Journ. of Appl. Phys. (1953), стр. 116—117.
56 *Mac Donald, J. R.:* Solution of a Transistor Transient Response Problem; IRE Transaction III (1956), стр. 54—57.
57 *Schreiber, F.:* Impulsverzerrungen und Trägheitserscheinungen bei Spitzentransistoren; Frequenz 8 (1954), № 7, стр. 215—220.
58 *Moll, J. L.:* Large Signal Transient Response of Junction Transistors; Proc. IRE XII (1954), стр. 1773—1784.
59 *Ebers, J. J., Moll, J. L.:* Large-Signal Behavior of Junction Transistors; Proc. IRE, Dec. 1954, стр. 1761—1772.
60 *Salov, H., Münch, W.:* Über einen Schaltransistor mit kurzen Sprungzeiten; Zsch. angew. Phys. 8 (1956), стр. 114—119.
61 *Krömer, H.:* Zur Theorie des Diffusions- und Drifttransistors; A. E. Ue., 8, 1954, стр. 223—228.
62 *Statr, H., Pucel, R. A.:* The Spacistor, A New Class of High-Frequency Semiconductor Devices; Proc. IRE III, (1957), стр. 317—324.

8. ДУАЛЬНОСТЬ ТРАНЗИСТОРА И ВАКУУМНОГО ТРИОДА

Полупроводниковые приборы нельзя принимать за аналоги электронных ламп; между этими двумя видами приборов существует только дуальное соотношение. Это следует также и из физической сущности транзистора, у которого, как мы видели, управляющими величинами являются токи, а не напряжения. Однако, так как удобнее рассматривать схемы транзисторов, сравнивая их с известными схемами электронных ламп, то будет целесообразно рассказать в общих чертах о дуальности транзистора и электронной лампы.

8.1 ПРИНЦИП ДУАЛЬНОСТИ

Под дуальными схемами разумеются такие схемы, у которых соотношения токов и напряжений имеют одинаковый вид, но в которых переменные токи заменены переменными напряжениями и наоборот. При этом не обязательно, чтобы коэффициенты, входящие в соотношения, были подобны. Кроме того, сопротивлению в одной схеме отвечает проводимость в другой, индуктивности отвечает ёмкость, инверсионной ёмкости $S = \frac{1}{C}$ отвечает инверсионная индуктивность $\Gamma = 1/L$, параллельному контуру соответствует контур последовательный. На *рис. 269* приведены примеры построения дуальной схемы. В каждом замкнутом контуре схемы должен находиться узел дуальности. Прежде всего в таком контуре схемы *(рис. 269а)* отмечается точка (1,2), которая соответствует узлу дуальной схемы. Вне схемы отмечается произвольно еще одна точка (3). Затем эти точки соединяются таким образом, чтобы каждая линия пересекала только один элемент исходной схемы и не затрагивала схему в других местах. Затем каждая линия разрывается, и в разрыв помещается элемент, дуальный по отношению к тому, который эта линия пересекает в исходной схеме. Так получим дуальную схему

(рис. 269б). Условие дуальности двух схем математически выражается уравнениями:

$$u_1 = ri_1 ; \qquad u_2 = ri_2 \tag{8—1}$$

Эти уравнения справедливы только в том случае, если одновременно справедливы и уравнения

$$U = ri ; \qquad G = \frac{r_0}{r^2} ; \qquad C = \frac{L}{r^2} \tag{8—2}$$

8.2 ДУАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ТРАНЗИСТОРОМ И ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПОЙ

Учитывая основные параметры дуальных схем, можно сразу же написать следующие соотношения [2, 3]:

Вакуумный триод:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial u_g}\right)_{u_a = \text{const}} ;$$

$$R_1 = \left(\frac{\partial u_a}{\partial i_a}\right)_{u_g = \text{const}} ;$$

$$\sigma = \frac{1}{R_i} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial u_a}\right)_{u_g = \text{const}} ;$$

$$\mu = \left(\frac{\partial u_a}{\partial u_g}\right)_{i_a = \text{const}} = SR_i = \frac{S}{\sigma} = \frac{1}{P} ;$$

$$SPR_i = 1 ;$$

$$i_g = 0 . u_g + 0 . u_a ;$$

$$i_a = Su_g + \frac{1}{R_i} u_a = \frac{1}{R_i}(u_a + \mu u_g) ;$$

Точечный транзистор:

$$r_{21} = \left(\frac{\partial u_k}{\partial i_e}\right)_{i_k = \text{const}} \tag{8—3}$$

$$h_{22} = \frac{1}{r_{22}} = \left(\frac{\partial i_k}{\partial u_k}\right)_{i_e = \text{const}}$$

$$r_{22} = \left(\frac{\partial u_k}{\partial i_k}\right)_{i_e = \text{const}}$$

$$\alpha = \left(\frac{\partial i_k}{\partial i_e}\right)_{u_k = \text{const}} = \frac{r_{21}}{r_{22}} ;$$

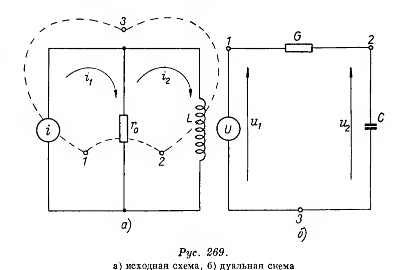
$$\frac{r_{21}h_{22}}{\alpha_0} = 1$$

$$u_e = r_{11}i_e + r_{12}i_k$$

$$u_k = r_{21}i_e + r_{22}i_k = r_{22}(i_k + \alpha_0 i_e)$$

Приведенные соотношения были выведены из аналогичных уравнений статических характеристик вакуумного триода и точечного транзистора. Кривые статических характеристик плоскостного транзистора подобны кривым характеристик пентода;

и действительно, существует полная аналогия между плоскостным транзистором, включенным по схеме с общим эмиттером, и пентодом. В этом случае при расчетах усилителей можно без изменений применять соотношения, справедливые для пентода, и отдельные его схемы. Если построим дуальную схему к эквивалентной схеме усилителя на транзисторе, включенного по схеме с общим эмиттером, то вакуумному триоду будет соответствовать плоскостной транзистор, включенный по схеме с общим эмиттером согласно *рис. 270*. Для схемы с общей базой также можно по-



Рус. 269.
а) исходная схема, б) дуальная схема

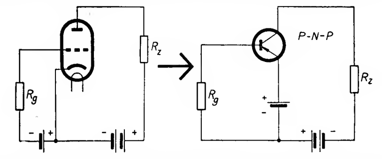


Рис. 270. Дуальность схем вакуумной электронной лампы и плоскостного транзистора

строить дуальную схему, однако следует учитывать, что транзистор в этом случае не инвертирует фазы. Ввиду этого в дуальной схеме будет включен трансформатор 1 : 1, который изменит эту фазу, как изображено на *рис. 271.* Этот дуальный случай может быть применен и к точечному транзистору.

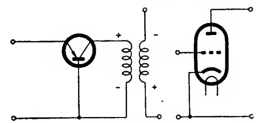


Рис. 271. Дуальность вакуумной электронной лампы и точечного транзистора

На *рис. 272* очень наглядно видна дуальность между транзистором и вакуумным триодом; на этом рисунке рядом изображены выходные характеристики вакуумного триода и точечного транзистора. Изображенные характеристики имеют подобную форму, только напряжения и токи взаимно замещены.

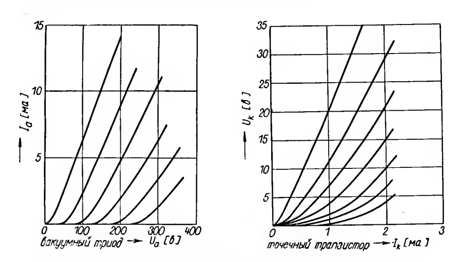


Рис. 272. Выходные характеристики вакуумного триода и точечного транзистора в качестве примера их взаимной дуальности

8.3 ГРАФИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ВЫБОР РАБОЧЕЙ ТОЧКИ

Аналогия между выходными характеристиками транзистора и вакуумного триода используется для графического расчета любой схемы [4,5]. Хотя транзистор имеет в общем четыре определенные статические характеристики, но при практическом применении обычно достаточно входной и выходной характеристик.

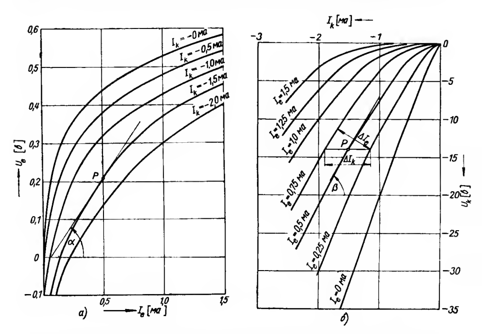


Рис. 273. Определение основных электрических параметров транзистора по статическим характеристикам:

а) определение входного сопротивления, *б)* определение выходного сопротивления и коэффициента усиления по току

Рис. 273 показывает, что в общем можно определить по этим характеристикам. В разделе 6.4 было сказано, что углом наклона касательных к отдельным характеристикам определяются соответствующие величины характеристических сопротивлений. Например, по изображенным характеристикам можно определить для положения рабочей точки P следующие величины: $I_e = 0{,}5$ ма, $I_k = -1{,}5$ ма, характеристические сопротивления $r_{11} = 400$ ом,

$r_{22} = 14{,}3$ ком. Далее по выходной характеристике можно определить коэффициент усиления по току α_o, как указано для рабочей точки $I_e = 0{,}5$ ма и $I_k = -1{,}5$ ма. Изменению тока I_e на $\Delta I_e = 0{,}5$ ма при $U_k = \text{const}$ соответствует изменение тока I_k на $\Delta I_k = -0{,}75$ ма, и следовательно, коэффициент усиления по току будет

$$\alpha_o = -\left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}\right)_{U_k = \text{const}} = -\frac{-0{,}75}{0{,}5} = 1{,}5$$

Если известны величины α_o, r_{22} и r_{11}, то из соотношения $\alpha_o = r_{21}/r_{22}$ можно определить сопротивление r_{21} а затем и коэффициент усиления по напряжению β_∞, который равняется r_{21}/r_{11}. По кривым статических характеристик выбираем и положение рабочей точки транзистора, как это будет описано в дальнейшем для усилителя напряжения. Обычно при выборе положения рабочей точки исходным пунктом является величина мощности, кото-

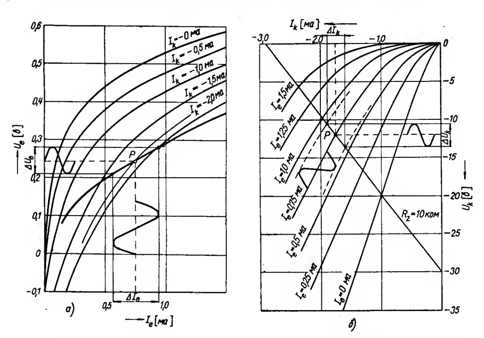


Рис. 274. Графическое решение для простого усилителя с реостатной связью: *а)* определение динамической характеристики, *б)* рабочая характеристика транзистора с нагрузочной линией

рую должен дать усилитель. Эта мощность, умноженная на обратную величину коэффициента полезного действия транзистора, включенного по соответствующей схеме, дает рассеиваемую мощность коллектора. Кроме того, выбор положения рабочей точки зависит от требования получения небольшого искажения, что можно определить также по характеристикам.

На *рис. 274* изображена рабочая характеристика и линия нагрузки простого усилителя напряжения. Линия нагрузки R_z строится таким образом, чтобы расстояния на ней между отдельными кривыми характеристик были одинаковыми. Если перенесем по точкам эту линию нагрузки на входную характеристику, то можем точно определить положение рабочей точки транзистора, которое дано пересечением линии нагрузки с прямой, параллельной оси y на расстоянии U_e. Переменные параметры усилителя определяются подобно тому, как это делается у вакуумных электронных ламп. Если ко входу транзисторного усилителя приложим переменный сигнал $\Delta U_e = 0{,}06$ в, то этот сигнал вызовет изменение тока $\Delta I_e = 0{,}32$ ма, а это изменение передается транзистором на его выходную характеристику и создает на нагрузочном сопротивлении изменение напряжения $\Delta U_k = 3$ в. На изображенном на *рис. 274б* примере усиление по напряжению $\Delta U_k/\Delta U_e = 50$. Искажение выходного сигнала зависит от перегиба перенесенной линии нагрузки в данной рабочей точке. Искажение будет наименьшим в такой рабочей точке, в которой перенесенная линия нагрузки (теперь кривая) будет иметь точку перегиба. В изображенном случае усилителя входной импеданс мал, а выходной велик. Коэффициент усиления по току α_0 составляет приблизительно 1,6.

При работах с транзисторами графический метод применяется очень часто и в особенности при специальных схемах, как например, в спусковых и переключающих схемах.

8.4 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 8

1 *Shea, R.:* Principles of Transistor Circuits, New York 1954.
2 *Engebert, W., Harr, O.:* Vergleich der Transistoren und Röhrenkennlinien; Funk-Technik (1955), № 20, стр. 583—584.
3 *Fink, D. G.:* Transistors versus Vacuum Tubes Proc. IRE IV (1956), стр. 479—482.
4 *Hunter, L. P.:* Graphical Analysis of Transistor Characteristics; Proc. IRE, Dec. 1950, стр. 1387—91.
5 *Hunter, L. P., Fleischer, H.:* Graphical Analysis of some Transistor Switching Circuits; Proc. IRE XI (1952), стр. 1559—1562.

9. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОСНОВНЫХ СХЕМ УСИЛИТЕЛЕЙ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Три вида включения транзистора в качестве усилителя, как было приведено в разделе 6.3, составляют основу всех схем усилителей на транзисторах. Ввиду этого необходимо рассмотреть их более подробно и определить их основные параметры. К этим параметрам прежде всего относятся: входное и выходное сопротивления, согласование входа и выхода транзисторов, усиление по току, напряжению и мощности, частотный диапазон, шум и искажение. Не на последнем месте стоит и вопрос стабильности всего сконструированного устройства. В последующих разделах постепенно рассмотрим все три основные схемы включения транзисторов в качестве усилителей с учетом вышеупомянутых параметров и проведем их сравнение [1, 2, 3]. На приведенных примерах для плоскостных и точечных транзисторов одновременно укажем преимущества плоскостных транзисторов перед точечными транзисторами, и тогда станет понятно, почему точечные транзисторы перестают изготовляться. Для расчета основных параметров соответствующей схемы применяются общие уравнения, приведенные в главе 7.0, и соответствующие эквивалентные схемы. Это значит, что указанные результаты справедливы только постольку, поскольку справедливы положе-

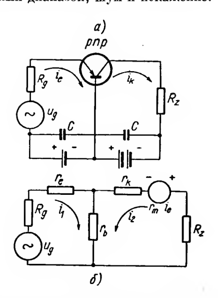


Рис. 275. Включение транзистора p-n-p-типа по схеме с общей базой ОБ. Для транзистора n-p-n-типа изменяются полярность источников напряжения и направления токов

а) Включение транзистора, *б)* эквивалентная схема

ния, изложенные в главе 7.0, и поскольку справедливы соответствущие эквивалентные схемы [4].

9.1 ВКЛЮЧЕНИЕ ТРАНЗИСТОРА ПО СХЕМЕ С ОБЩЕЙ БАЗОЙ (ОБ)

На *рис. 275а* изображена схема включения транзистора с общей базой, а на *рис. 275б* соответствующая ей эквивалентная схема [5, 6, 7, 8]. Сравнивая эквивалентные схемы, изображенные на *рис. 275б* со схемой, изображенной на *рис. 215*, которая представляет линейный активный четырехполюсник, получим соотношения между внутренними сопротивлениями транзистора и характеристическими сопротивлениями линейного активного четырехполюсника r_{ik}, выраженными уравнениями (6—27). Следовательно имеем

$$R_g i_1 + u_g + (r_e + r_b) i_1 + r_b i_2 = r_{11} i_1 + r_{12} i_2 + R_g i_1 + u_g \,;$$
$$R_z i_2 + r_m i_e + r_b i_1 + (r_k + r_b) i_2 = r_{21} i_1 + r_{22} i_2 + R_z i_2$$
$$i_1 = i_e \,; \quad i_2 = -\, i_k$$

откуда получим уравнения

$$r_{11} = r_k + r_b \,; \qquad r_{21} = r_b + r_m$$
$$r_{12} = r_b \,; \qquad r_{22} = r_b + r_k \tag{9—1}$$

Из уравнений (7—4) и (7—5) получим уравнения для входного и выходного сопротивлений транзистора

$$R_{вх} = r_b + r_e - \frac{r_b (r_b + r_m)}{R_z + r_b + r_k}$$
$$R_{вых} = r_b + r_k - \frac{r_b (r_b + r_m)}{R_g + r_b + r_e} \tag{9—2}$$

Для оптимального согласования согласно уравнениям (7—6) получим

$$R_{вх\,опт} = (r_b + r_e) \sqrt{1 - \delta}$$
$$R_{вых\,опт} = (r_b + r_k) \sqrt{1 - \delta} \tag{9—3}$$

где

$$\delta = \frac{r_b (r_b + r_m)}{(r_b + r_k)(r_b + r_e)} \,,$$

Из уравнений (7—7) и (7—8) определим усиление по току

$$\alpha_b = -\frac{r_b + r_m}{r_k + r_b + R_z};$$
$$\alpha_{ob} = -\frac{r_b + r_m}{r_k + r_b} \qquad (9-4)$$

Согласно уравнению (6—4) найдем

$$\alpha_o = -\alpha_{ob} = \frac{r_b + r_m}{r_k + r_b} \cong \frac{r_m}{r_k} \qquad (9-4a)$$

Из уравнений (7—10) и (7—11) определим усиление по напряжению

$$\beta_b = \frac{(r_b + r_m) R_z}{(r_b + r_e)(R_z + r_b + r_k) - r_b(r_b + r_m)}$$
$$\beta_{\infty b} = \frac{r_b + r_m}{r_b + r_e} \qquad (9-5)$$

Из уравнения (7—12) определим усиление по мощности

$$\gamma_b = \frac{(r_m + r_b)^2 R_z}{[(r_b + r_e)(R_z + r_k + r_b) - r_b(r_b + r_m)][R_z + r_k + r_b]} = -\alpha_b \beta_b \qquad (9-6)$$

Согласно уравнению (7—21) стабильность схемы обусловлена выражением

$$\frac{r_b(r_b + r_m)}{(r_b + r_e)(r_b + r_k)} < 1 \qquad (9-7)$$

Частотные свойства транзистора, включенного по схеме ОБ определяются в сущности уравнением (7—50), т. е.

$$\alpha_f = \frac{\alpha_n}{1 + j\frac{f}{f_\alpha}}, \qquad (9-8)$$

где предельная частота f_α указана обычно в каталогах в качестве одного из основных параметров транзистора.

Шум транзистора, включенного по схеме ОБ, также приведен в каталогах под названием коэффициента шума (при нормализированном сопротивлении источника в 500 ом).

Прежде, чем рассмотреть приведенные уравнения более подробно, произведем расчет для плоскостного и точечного транзисторов по обычным параметрам. Возьмем точечный транзистор со следующими параметрами:

$r_e = 240$ ом ; $r_b = 290$ ом ;
$r_k = 19$ ком ; $r_m = 34$ ком ;
$F_o = 50$ дб ; $f_\alpha = 3$ Мгц

и плоскостной транзистор с параметрами:

$r_e = 50$ ом; $r_b = 450$ ом ;
$r_k = 500$ ком ; $r_m = 470$ ком ;
$F_o = 10$ дб ; $f_\alpha = 1$ Мгц.

Пример рассчитываем для случая, когда входные и выходные сопротивления согласованы. Для плоскостного транзистора получим:

$$\delta = \frac{(r_b + r_m) r_b}{(r_b + r_e)(r_b + r_k)} = \frac{470\,450 \,.\, 450}{500 \,.\, 500\,450} = 0{,}84$$

$$R_{\text{вх. опт}} = (r_e + r_b)\sqrt{1 - \delta} = 500\sqrt{1 - 0{,}84} = 200 \text{ ом}$$

$$R_{\text{вых. опт}} = (r_k + r_b)\sqrt{1 - \delta} = 500\,450 \,.\, 0{,}4 = 200\,180 \cong 200 \text{ ком}$$

$$\alpha_b = -\frac{r_b + r_m}{r_b + R_{\text{вых. опт}} + r_k} = -\frac{470\,450}{450 + 200\,180 + 500\,000} \cong -0{,}69$$

$$\alpha_o = \frac{r_b + r_m}{r_b + r_k} = 0{,}95$$

$$\beta_b = \frac{(r_b + r_m) \,.\, R_{\text{вых. опт}}}{(r_e + r_b)(R_{\text{вых. опт}} + r_k + r_b) - (r_b + r_m) r_b} =$$

$$= \frac{470\,450 \,.\, 200\,180}{500 \,.\, 700\,630 - 450 \,.\, 470\,450} = 679$$

$$\beta_{\infty b} = \frac{r_b + r_m}{r_e + r_b} = 940$$

$$\gamma_b = -\alpha_b \beta_b = 679 \,.\, 0{,}69 = 468{,}5 = 26{,}7 \text{ дб}$$

Для точечного транзистора получим:

$$\delta = \frac{290 \,.\, 34\,290}{19\,290 \,.\, 530} = 0{,}96$$

$$R_{вх.\,опт} = 530\sqrt{1 - 0{,}96} = 126 \text{ ом}$$

$$R_{вых.\,опт} = 19\,290 \,.\, 0{,}2 = 3858 \text{ ом}$$

$$\alpha_b = -\frac{34\,290}{290 + 3858 + 19\,000} = -1{,}48$$

$$\alpha_o = -\alpha_{ob} = 1{,}77$$

$$\beta_b = \frac{(290 + 34\,000) \,.\, 3858}{530 \,.\, 23\,148 - 290 \,.\, 34\,290} = 57$$

$$\beta_{\infty b} = \frac{34\,000 + 290}{240 + 290} = 64{,}7$$

$$\gamma_b = -\alpha_b\,\beta_b = 57 \,.\, 1{,}48 = 19{,}2 \text{ дб}$$

На основании этих результатов можно вывести следующее заключение: из уравнений для определения входных и выходных сопротивлений видно, что оба вида транзисторов, включенных по схеме с общей базой, обладают малым входным и большим выходным сопротивлениями. Особенно это выразительно видно у плоскостных транзисторов. Эта разница между входными и выходными сопротивлениями при включении транзисторов по этой схеме создает затруднения при последовательном соединении ступеней, так как необходимо согласовать большое выходное сопротивление одного транзистора с малым входным сопротивлением последующего транзистора. Это представляет одну из причин, почему схема с общей базой применяется только в специальных случаях.

Ввиду того что у плоскостных транзисторов r_m всегда меньше чем r_k, уравнение стабильности бывает меньше единицы, вследствие чего плоскостной транзистор, включенный по схеме с общей базой, устойчив и его входное или выходное сопротивления при нормальном положении рабочей точки не могут стать отрицательными. У точечного транзистора, у которого r_m всегда больше r_k, дело обстоит иначе. Может случиться, что его входное или выход-

ное сопротивление станет отрицательным, т. е. коэффициент стабильности δ будет больше единицы, и транзистор будет неустойчив. Это обстоятельство используется у генераторов, как об этом будет сказано в главе 14. Далее необходимо обратить внимание на то, что плоскостные транзисторы дают большее усиление по мощности и по напряжению, чем точечные транзисторы.

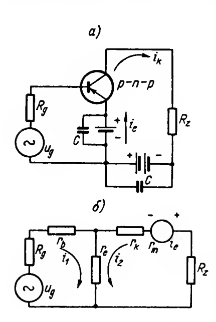


Рис. 276. Транзистор p-n-p-типа в схеме с общим эмиттером ОЭ:
а) включение транзистора,
б) эквивалентная схема

9.2 ВКЛЮЧЕНИЕ ТРАНЗИСТОРА ПО СХЕМЕ С ОБЩИМ ЭМИТТЕРОМ (ОЭ)

Принципиальная схема с общим эмиттером изображена на *рис. 276а*, а на *рис. 276б* изображена эквивалентная схема. Если сравнить эту схему со схемой активного четырехполюсника, изображенной на *рис. 215*, то можно получить соотношения между внутренними сопротивлениями транзистора и характеристическими величинами активного четырехполюсника r_{ik} подобно тому, как это было сделано в случае схемы с общей базой. Имеем следующие уравнения:

$$R_g i_1 + u_g + (r_b + r_e)i_1 + r_e i_2 \equiv r_{11}i_1 + r_{12}i_2 + R_g i_1 + u_g$$

$$R_g i_2 + (r_e - r_m)i_1 + (r_k + r_e - r_m)i_2 \equiv r_{21}i_1 + r_{22}i_2 + R_z i_2$$

$$i_e = -(i_1 + i_2): \qquad i_2 = -i_k,$$

откуда получим

$$r_{11} = r_b + r_e; \qquad r_{12} = r_e$$

$$r_{21} = r_e - r_m; \qquad r_{22} = r_k - r_m + r_e \qquad (9-9)$$

Из уравнений (7—4) и (7—5) получим уравнения для входного и выходного импедансов

$$R_{\text{вх}} = r_e + r_b + \frac{(r_m - r_e)r_e}{r_e + r_k - r_m + R_z} \qquad (9-10)$$

$$R_{\text{вых}} = r_e + r_k - r_m + \frac{(r_m - r_e)r_e}{r_e + r_b + R_g}$$

Для оптимального согласования входа и выхода получим из уравнения (7—6) уравнения

$$R_{\text{вх. опт}} = (r_e + r_b)\sqrt{1 - \delta}$$

$$R_{\text{вых. опт}} = (r_e + r_k - r_m)\sqrt{1 - \delta}\,, \qquad (9-11)$$

где

$$\delta = \frac{r_e(r_e - r_m)}{(r_e + r_b)(r_e + r_k - r_m)}$$

Согласно уравнениям (7—7) и (9—4а) получим уравнения для определения усиления по току

$$\alpha_e = \frac{r_m - r_e}{r_e + r_k - r_m + R_z} \qquad (9-12)$$

$$\alpha_{oe} = -\frac{r_e - r_m}{r_e + r_k - r_m} \cong \frac{r_m}{r_k - r_m} \cong \frac{\dfrac{r_m}{r_k}}{1 - \dfrac{r_m}{r_k}} \cong \frac{-\alpha_{ob}}{1 + \alpha_{ob}} =$$

$$= \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o}$$

Для усиления по напряжению получим из уравнений (7—10) и (7—11) уравнения

$$\beta_e = -\frac{R_z(r_m - r_e)}{(r_e + r_b)(R_z + r_e + r_k - r_m) + r_e(r_m - r_e)} \qquad (9-13)$$

$$\beta_{\infty e} = -\frac{r_m - r_e}{r_e + r_b}$$

Из уравнения (7—12) получим уравнение для определения усиления по мощности

$$\gamma_e = \\ = \frac{(r_e - r_m)^2 R_z}{[(r_e + r_b)(R_z + r_e + r_k - r_m) + r_e(r_m - r_e)][R_z + r_e + r_k - r_m]} = \\ = -\alpha_e \beta_e \qquad (9-14)$$

Согласно уравнению (7—50) получим следующее выражение для определения стабильности транзистора в схеме с общим эмиттером:

$$\frac{r_e(r_e - r_m)}{(r_e + r_b)(r_e + r_k - r_m)} < 1 \qquad (9-15)$$

Предельную частоту определим следующим образом. Коэффициент усиления по току транзистора в схеме с общей базой уменьшается в зависимости от частоты согласно уравнению

$$\alpha_f = \frac{\alpha_n}{1 + jf/f}$$

Усиление по току транзистора в схеме ОЭ примет вид согласно уравнению (9—12)

$$\alpha_{fe} = \frac{\alpha_f}{1 - \alpha_f} = \frac{\alpha_n}{1 - \alpha_n + jf/f_\alpha} = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o} \times \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_\alpha(1 - \alpha_o)}} \qquad (9-16)$$

Из этого уравнения следует, что предельная частота $\alpha_f \alpha_e$ транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, будет в $(1 - \alpha_o)$ раз больше предельной частоты f_α транзистора, включенного по схеме с общей базой. Например, для $\alpha_o = 0{,}95$ будет $1 - \alpha_o = 0{,}05$, а предельная частота транзистора в схеме ОЭ составляет всего одну двадцатую часть предельной частоты транзистора в схеме ОБ. Это значит, что усиление по току транзистора в схеме ОЭ в зависимости от частоты уменьшается быстрее, чем в схеме ОБ, причем это уменьшение происходит тем быстрее, чем больше коэффициент усиления по току α_o. Несмотря на такое ограничение, выгоднее применять схему ОЭ, например, в усилителе промежуточной частоты, ввиду того что усиление по мощности (несмотря на большое падение коэффициента усиления по току в зависимости от частоты) больше, чем в схеме ОБ. К тому же в данном случае можно лучше согласовать вход и выход транзистора.

Что же касается шума при включении транзистора по схеме с общим эмиттером, то он будет приблизительно таким же, как и в схеме с общей базой. Это видно и из сравнения уравнений

(7—31) и (7—32), если принять во внимание, что справедливы соотношения $r_m \gg r_b$, $r_m \gg r_e$, $r_m \gg R_g$, и если предположить, что коэффициенты корреляции C в обоих случаях приблизительно одинаковы.

Прежде чем привести числовой пример, рассмотрим подробнее выведенные уравнения для определения основных параметров схемы ОЭ. Сравним выражения входных импедансов в схемах ОБ и ОЭ. В схеме ОБ входное сопротивление транзистора согласно уравнению (9—2) будет меньше выражения $r_e + r_b$ на коэффициент $\frac{r_b(r_m + r_b)}{r_k + r_b + R_z}$, напротив того, согласно выражению (9—10) входное сопротивление транзистора в схеме ОЭ всегда бывает больше величины $r_e + r_b$ на коэффициент $\frac{r_e(r_m - r_e)}{R_z + r_e + r_k - r_m}$. Из выражения в знаменателе следует, что приведенная дробь может иметь положительное значение, если $r_k > r_m$. Это бывает, когда коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 меньше единицы. Это имеет место у плоскостного транзистора. Следовательно, у него входное сопротивление бывает всегда больше, чем выражение $r_e + r_b$. Однако, если коэффициент усиления по току α_0 больше единицы, то $r_k < r_m$ и выражение $r_k - r_m$ будет отрицательным. Несмотря на это, все-таки можно применить такое сопротивление нагрузки R_z, чтобы выражение для входного сопротивления было в этой схеме больше, чем $r_e + r_b$. А это значит, что посредством выбора нагрузочного сопротивления R_z можно в широком диапазоне изменять входное сопротивление транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером; даже и в том случае, если $R_z + r_e + r_k = r_m$, входное сопротивление стало бы бесконечно большим. Однако на практике это нисколько не помогает, так как для выполнения условия $r_m = R_z + r_e + r_k$ сопротивление R_z должно быть весьма малым, в особенности, если коэффициент усиления по току α_0 приближается к единице. Но если R_z будет очень малым, то и усиление по напряжению будет мало, точно также и усиление по мощности будет малым. Условие $R_z + r_e + r_k = r_m$ может быть легко выполнено у точечных транзисторов, у которых бывает $\alpha_0 > 1$, и этот случай может быть использован. Необходимо только обратить внимание на то, чтобы это выражение не стало отрицательным, так как в таком случае и входное сопротивление стало бы отрицательным, вследствие чего схема с транзистором была бы неустойчивой. Анализируя выражение для входного импеданса, можно определить, что его знак зависит от знака выра-

жения, стоящего перед дробью, которая всегда бывает положительной как для плоскостного, так и для точечного транзисторов. Напротив того, выражение $r_k + r_e - r_m$ будет отрицательным в том случае, если коэффициент усиления по току α_0 будет больше единицы (это бывает всегда у точечных транзисторов). Это значит, что входное сопротивление точечного транзистора в схеме ОЭ почти всегда бывает отрицательным, вследствие чего точечный транзистор не применяется в схеме с общим эмиттером. Однако, если последовательно с r_e включить какое-нибудь внешнее сопротивление, то этот транзистор может стать стабильным. У плоскостного транзистора r_m всегда бывает меньше, чем r_k, и его выходное сопротивление бывает положительным; вследствие этого транзистор в схеме ОЭ будет стабильным. Если коэффициент усиления по току приближается к единице, т. е. $r_m \to r_k$, то входное сопротивление плоскостного транзистора увеличивается, а выходное уменьшается. В предельном случае

$$R_{\text{вх}\,\alpha \to 1} = \sqrt{(r_b + r_k)(r_e + r_b)}$$

$$R_{\text{вых}\,\alpha \to 1} = r_e \sqrt{\frac{r_b + r_k}{r_e + r_b}}$$

Так как коэффициент усиления по току α_0 плоскостного транзистора может быть весьма близким единице, то согласно уравнению (9—12) усиление по току в схеме ОЭ может достигать больших величин. Из уравнения усиления по напряжению следует (так как $r_m \gg r_e$), что это усиление всегда будет иметь отрицательный знак; это значит, что транзистор, включенный по схеме с общим эмиттером, подобно вакуумному триоду, включенному по схеме с заземленным катодом, инвертирует фазу. Из сравнения выражений для наибольшего усиления по напряжению транзисторов, включенных по схеме с общей базой и с общим эмиттером, видно, что усиление по напряжению будет практически одинаковым для обоих случаев, ввиду того что $r_m \gg r_e$ и $r_m \gg r_b$. Для того чтобы представить себе, как зависит усиление мощности от коэффициента усиления по току, нужно подставить величину r_{ik} в уравнение для определения оптимального усиления по мощности (7—19). Получим

$$\gamma_{e\,\text{опт}} = \frac{(r_e - r_m)^2}{r_e r_k}\left[\sqrt{\left(1 + \frac{r_b}{r_e}\right)\left(\frac{r_e}{r_k} + 1 - \frac{r_m}{r_k}\right)} + \sqrt{1 + \frac{r_b}{r_e}\left(\frac{r_e}{r_k} + 1 - \frac{r_m}{r_k}\right)}\right]^{-2}$$

Так как $r_e \ll r_k$ и $r_b \ll r_k$ и так как обусловлено, что $\frac{r_e}{r_k} \ll 1 - \alpha_o$, то можно написать следующее приближенное уравнение

$$\gamma_{e\ опт} \cong \alpha_o \frac{r_m}{r_e} \left[\sqrt{(1-\alpha_o)\frac{r_b}{r_e}} + \sqrt{1 + (1-\alpha_o)\frac{r_b}{r_e}} \right]^{-2}$$

Из приведенных уравнений видно, что усиление по мощности с возрастанием α_o не увеличивается особенно быстро, если α_o приближается к единице. Например, для обычных транзисторов при увеличении α_o от 0,9785 до 1 усиление по мощности увеличится приблизительно на 4 дб.

Ввиду того что у плоскостных транзисторов $r_k \cong r_m$, усиление транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, будет прямо пропорциональным величине r_k и обратно пропорциональным сопротивлению r_e. Вследствие этого необходимо, чтобы доброкачественный транзистор имел большое сопротивление коллектора r_k и малое сопротивление r_e. Общее соотношение между усилением по мощности и коэффициентом усиления по току для согласованного входа выражается уравнением

$$\gamma_e = \frac{4\, R_z R_g \alpha_e^2}{[(R_g + r_e + r_b) - r_e\alpha_e]^2}$$

Свойства транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, особенно выразительно проявляются на примере. Возьмем для этого те же два транзистора, которые были рассмотрены в схеме с общей базой, и с теми же величинами сопротивлений.

Для плоскостного транзистора получим следующие величины параметров:

$$\delta = \frac{r_e(r_e + r_m)}{(r_e + r_b)(r_e + r_k - r_m)} = \frac{-50\,.\,470\,000}{500\,.\,30\,000} = -1{,}57 < 1$$

$$R_{вх.\ опт} = (r_e + r_b)\sqrt{1-\delta} = 500\sqrt{1 + 1{,}57} = 800 \text{ ом}$$

$$R_{вых.\ опт} = (r_e + r_k - r_m)\sqrt{1-\delta} = 30\,000\,.\,1{,}6 = 48 \text{ ком}$$

$$\alpha_o = \frac{-(r_e - r_m)}{r_e + r_k - r_m + R_{вых.\ опт}} = \frac{470\,000}{30\,000 + 48\,000} = 6$$

$$\beta_e = \frac{(r_e - r_m)R_{вых.\ опт}}{(r_e + r_b)(R_{вых.\ опт} + r_e + r_k - r_m) + r_e(r_m - r_e)} =$$

$$= \frac{-470\,000\,.\,48\,000}{500\,(48\,000 + 30\,000) + 50\,.\,470\,000} = -360$$

$$\gamma_e = -\alpha_e\beta_e = 2160 = 33{,}3 \text{ дб}$$

$$f_{\alpha e} = (1 - \alpha_o)\, f_\alpha = (1 - 0{,}95)\,.\,1 \text{ Мгц} = 50 \text{ кгц}$$

Для точечного транзистора получим

$$\delta = \frac{-240(34\,000 - 240)}{530\,(240 + 19\,000 - 34\,000)} = 1{,}3\ > 1$$

Так как выражение для стабильности в режиме короткого замыкания δ больше единицы, то точечный транзистор, включенный в качестве усилителя по этой схеме, будет неустойчив. Напротив того, из вычисленных параметров для плоскостного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером мы видим, с одной стороны, его преимущества по отношению к точечному транзистору, с другой стороны, преимущества схемы с общим эмиттером по отношению к схеме с общей базой, т. е. большое усиление по току и по мощности. К тому же здесь имеется еще одно важное свойство схемы с общим эмиттером, а именно то, что можно без затруднений включать отдельные усилительные ступени последовательно без необходимости преобразовывать при помощи трансформатора большой выходной импеданс одной ступени на малый входной импеданс последующей ступени, как это надо было делать в схеме с общей базой. Эти преимущества были причиной того, что в настоящее время обычно применяется схема с общим эмиттером, а остальные схемы применяются только в специальных случаях.

9.3 ВКЛЮЧЕНИЕ ТРАНЗИСТОРА ПО СХЕМЕ С ОБЩИМ КОЛЛЕКТОРОМ (ОК)

Принципиальная схема транзистора с общим коллектором изображена на *рис 277а*, а на *рис. 277б* изображена эквивалентная ей схема [9]. Из сравнения этой схемы с общей схемой, изо-

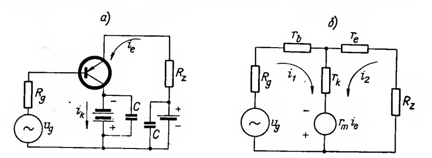


Рис. 277. Схема транзистора с общим коллектором ОК:
а) включение транзистора, *б)* эквивалентная схема

браженной на *рис. 215*, получим следующие уравнения для параметров r_{ik}

$$R_g i_1 + u_g + (r_b + r_k)i_1 - r_m i_e + r_k i_2 \equiv r_{11}i_1 + r_{12}i_2 + R_g i_1 + u_g$$

$$R_z i_2 + (r_e + r_k)i_2 - r_m i_e + r_k i_1 \equiv r_{21}i_1 + r_{22}i_2 + R_z i_2$$

$$i_1 = i_k + i_e ; \qquad i_2 = i_e$$

Отсюда получим уравнения

$$r_{11} = r_b + r_k ; \qquad r_{12} = r_k - r_m$$

$$r_{21} = r_k ; \qquad r_{22} = r_e + r_k - r_m \qquad (9-17)$$

При помощи тех же общих уравнений, какие были применены в предыдущих схемах, выведем и для этой схемы выражения основных параметров транзистора в качестве усилителя:

$$R_{\text{вх}} = r_b + r_k - \frac{(r_k - r_m)r_k}{r_e + r_k - r_m + R_z}$$

$$R_{\text{вых}} = r_e + r_k - r_m - \frac{(r_k - r_m)r_k}{r_b + r_k + R_g} \qquad (9-18)$$

где

$$R_{\text{вх. опт}} = (r_b + r_k)\sqrt{1 - \delta}$$

$$R_{\text{вых. опт}} = (r_e + r_k - r_m)\sqrt{1 - \delta} \qquad (9-19)$$

$$\delta = \frac{r_k(r_k - r_m)}{(r_b + r_k)(r_e + r_k - r_m)}$$

$$\alpha_k = -\frac{r_k}{r_e + r_k - r_m + R_z}$$

$$\alpha_{ok} = -\frac{r_k}{r_e + r_k - r_m} \cong \frac{-r_k}{r_k - r_m} = \frac{-1}{1 - \alpha_o} \qquad (9-20)$$

$$\beta_k = \frac{r_k R_z}{(r_b + r_k)(R_z + r_e + r_k - r_m) - (r_k - r_m)r_k} \qquad (9-21)$$

$$\beta_{\infty k} = \frac{r_k}{r_b + r_k}$$

$$\gamma_k = \frac{r_k^2 R_z}{[(r_b + r_k)(R_z + r_e + r_k - r_m) - (r_k - r_m)r_k][R_z + r_e + r_k - r_m]} \qquad (9-22)$$

Стабильность схемы обусловлена уравнением

$$\delta = \frac{r_k(r_k - r_m)}{(r_b + r_k)(r_e + r_k - r_m)} < 1 \qquad (9-23)$$

Частотные свойства транзистора, включенного по этой схеме, определяются аналогично, как для схемы ОЭ. Следовательно, будет

$$\alpha_{fk} = \frac{-1}{1 - \alpha_{fb}} = \frac{-1}{1 - \alpha_o + jf/f\alpha_b} = -\frac{1}{1 - \alpha_o} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + j\dfrac{f}{f_{\alpha b}(1 - \alpha_o)}} \qquad (9-24)$$

или $f_{\alpha k} = f_{\alpha b}(1 - \alpha_o)$.

Из последнего уравнения видно, что предельная частота транзистора, включенного по схеме с общим коллектором, будет в $(1 - \alpha_o)$ раз больше предельной частоты транзистора, включенного по схеме с общей базой; следовательно, это — случай аналогичный схеме ОЭ.

Относительно шума при этой схеме можно сказать, что шум при низких частотах будет немного больше, чем в обеих первых схемах [сравни уравнения (7—32) и (7—33)].

Рассмотрим подробнее уравнения для определения параметров транзистора, включенного по схеме с общим коллектором. Для плоскостного транзистора будет справедливым, что $r_k > r_m$, т. е. знаменатель в выражении (9—18) никогда не может быть отрицательным, а входное сопротивление транзистора будет меньше величины $r_b + r_k$ на величину $\frac{r_k(r_k - r_m)}{R_z + r_e + r_k - r_m}$, которая бывает всегда положительной. Наоборот, у точечного транзистора $r_k < r_m$ и, следовательно, выражение (9—18) примет следующий вид:

$$r_b + r_k + \frac{r_k(r_m - r_k)}{R_z + r_e + r_k - r_m}$$

Теперь числитель положительный и величина дроби и ее знак будут зависеть от величины знаменателя. И в данном случае можно произвести анализ этой дроби подобно тому, как это было сделано для схемы ОЭ. Однако это значит, что посредством выбора нагрузочного сопротивления R_z можно изменять входное

сопротивление, и если $R_z + r_e + r_k = r_m$, то это сопротивление стало бы опять бесконечно большим. Для этого случая справедливо все то, что было сказано об усилении по мощности в схеме ОЭ. И здесь нельзя допустить, чтобы входное сопротивление стало отрицательным, что могло бы вызвать нестабильность схемы. У точечных транзисторов, у которых $r_m > r_k$, обычно выходное сопротивление бывает отрицательным; а это значит, что эта схема для точечного транзистора неустойчива и для усилительной цели не применима. И в данном случае можно неустойчивость устранить при помощи сопротивления, включенного последовательно с собственным сопротивлением r_b с таким расчетом, чтобы общее входное сопротивление было положительным. Для этого вполне достаточно сопротивления в 1000 ом. Напротив того у плоскостных транзисторов всегда бывает $r_m < r_k$ и выходное сопротивление будет всегда положительным. Если коэффициент усиления по току α_0 приближается к единице, т. е. $r_m \to r_k$, то

$$R_{вх}(\alpha \to 1) \cong r_b + r_k$$

$$R_{вых}(\alpha \to 1) \cong r_e$$

Уже по этим выражениям можно судить, что при схеме с общим коллектором входное сопротивление будет большим, порядка величины сопротивления r_k, а выходное сопротивление будет малым, порядка величины сопротивления r_e. Стабильность схемы зависит от того, будет ли одно из этих сопротивлений (входное или выходное) отрицательным. И в этом случае остается справедливым следующее: если коэффициент усиления по току α_0 будет меньше единицы, то схема ОК будет стабильна. Из уравнения для определения усиления по току следует (как это было в схеме ОЭ), что эта схема дает большое усиление по току. Это усиление будет тем больше, чем будет больше коэффициент усиления по току α_0. Что касается усиления по напряжению, то схема ОК не инвертирует его фазу. Величина усиления по напряжению всегда бывает меньше единицы, но у точечного и плоскостного транзисторов она всегда имеет положительное значение. Это лучше всего видно из уравнения максимального усиления по напряжению (9—21), которое всегда будет меньше единицы. Таким образом, при включении транзистора по схеме с общим коллектором нельзя получить усиление напряжения больше единицы; это — случай, подобный катодному повторителю на вакуумных электронных лампах. Предельная частота при схеме ОК бывает меньше, чем при схеме ОБ.

Общие выводы, которые получатся из рассмотрения уравнений, определяющих основные параметры, станут более выразительными из вычисления, которое произведем для тех же транзисторов, как в предыдущих разделах.

Для плоскостного транзистора получим следующие величины:

$$\delta = \frac{r_k (r_k - r_m)}{(r_b + r_k)(r_e + r_k - r_m)} = \frac{500\,000 \, . \, 30\,000}{500\,450 \, . \, 30\,050} = 0{,}997 < 1$$

$$R_{\text{вх. опт}} = (r_b + r_k)\sqrt{1 - \delta} = 500\,450\sqrt{1 - 0{,}997} \cong 27 \text{ ком}$$

$$R_{\text{вых. опт}} = (r_e + r_k - r_m)\sqrt{1 - \delta} = 30\,000 \, . \, 0{,}054 \cong 1600 \text{ ом}$$

$$\alpha_k = -\frac{r_k}{r_e + r_k - r_m + R_{\text{вых. опт}}} = \frac{-500\,000}{30\,000 + 50 + 1600} = \frac{500\,000}{31\,600} \cong -16$$

$$\beta_k = \frac{r_k R_{\text{вых. опт}}}{(r_b + r_k)(R_{\text{вых. опт}} + r_e + r_k - r_m) - (r_k - r_m) r_k} =$$

$$= \frac{500\,000 \, . \, 1600}{500\,450 \, . \, 31\,600 - 30\,000 \, . \, 500\,000} = 0{,}98$$

$$\gamma_k = -\alpha_k \beta_k = 16 \, . \, 0{,}98 = 15{,}68 = 11{,}9 \text{ дб}$$

$$f\alpha_k = f\alpha_b (1 - \alpha_o) = (1 - 0{,}95) \, . \, 10^6 = 50 \text{ кгц}$$

Эти же параметры для точечного транзистора будут:

$$\delta = \frac{19\,000 \, . \, (-15\,000)}{19\,290 \, . \, (-15\,240)} = 0{,}985 < 1$$

$$R_{\text{вх. опт}} = 19\,290\sqrt{1 - 0{,}985} = 19\,290 \, . \, 0{,}12 \cong 2300 \text{ ом}$$

$$R_{\text{вых. опт}} = -14\,760 \, . \, 0{,}12 \cong -1770 \text{ ом}$$

Получим усиления:

$$\alpha_k = -\frac{19\,000}{-15\,000 + 240 - 1770} = \frac{19\,000}{16\,530} = 1{,}15$$

$$\beta_k = \frac{19\,000 \, . \, (-1770)}{19\,290 \, . \, (-16\,530) + 15\,000 \, . \, 19\,000} = \frac{-33\,630\,000}{-33\,863\,700} = 0{,}99$$

$$\gamma_k = -\alpha_k \beta_k = -1{,}15 \, . \, 0{,}99 = -1{,}14$$

Ввиду того что при этой схеме выходное сопротивление точечного транзистора получается отрицательным, транзистор не будет стабильным. Из приведенных числовых примеров видно, что

при схеме ОК усиление напряжения меньше единицы, что входное сопротивление получается большим, а выходное малым. Усиление по мощности в схеме ОК получается небольшим и оно будет самым малым из всех трех основных схем включений транзистора. В большинстве случаев схема ОК применяется для преобразования импедансов или в тех случаях, когда требуется получить большое входное сопротивление, хотя усиление по мощности будет при этом мало.

9.4 СРАВНЕНИЕ ТОЧЕЧНЫХ И ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

После того как мы рассмотрели основные параметры транзисторов, произведем теперь сравнение точечных и плоскостных транзисторов в отношении результатов, полученных в предыдущих разделах. Одновременно с этим вообще сравним транзисторы с электронными лампами. В общем можно сказать, что транзисторы по сравнению с электронными лампами имеют то преимущество, что они не требуют источника накала, не требуют больших анодных напряжений и обладают весьма малыми габаритами — это действительно сверхминиатюрные приборы. В известной степени можно также утверждать (по крайней мере это было справедливым до 1956 года), что по своим свойствам точечные и плоскостные транзисторы взаимно дополняют друг друга. Также является совершенно очевидным, что будущее принадлежит прежде всего плоскостным транзисторам, изготовленным из германия, кремния или из другого подходящего полупроводника. До сего времени применение плоскостных транзисторов было ограничено их низкой предельной частотой. Но эта частота постепенно повышается, и недалеко то время, когда эти транзисторы будут изготовляться в большом количестве почти для всех применяемых нормально частот. До 1956 года было массовое производство транзисторов с предельной частотой 50 Мгц, а именно производство поверхностно-барьерных транзисторов.

Преимущество плоскостных транзисторов по отношению к точечным заключается в следующем:

1. Схемы на этих транзисторах при любых входных и выходных импедансах устойчивы; входной импеданс всегда положителен, а выходной импеданс положителен, если работа не происходит в области высокой частоты или при высокой температуре и при большом напряжении. Отклонения от указанных величин параметров не вызывают больших изменений (при применении надлежащей стабилизации рабочей точки) в действии устройства на этих транзисторах.

2. Они отличаются большим усилением по току, по напряжению и по мощности.

3. Их можно конструировать для больших мощностей порядка десятков и сотен ватт.

4. Их коэффициент полезного действия больше, чем у точечных транзисторов. Например, в классе A коэффициент полезного действия плоскостного транзистора достигает обычно 49% из возможных 50% (у точечного транзистора, включенного по той же схеме — максимально 30%).

5. Плоскостные транзисторы могут работать даже при малых подводимых к коллектору мощностях и напряжениях, обычно около 5 в, в то время как у точечных транзисторов напряжение бывает порядка нескольких десятков вольт.

6. Плоскостные транзисторы не имеют микрофонного эффекта (если были хорошо изготовлены). У точечных транзисторов иногда проявляется влияние собственной частоты проволочных электродов; однако оба типа транзисторов в этом отношении превосходят электронные лампы.

7. Плоскостные транзисторы обладают меньшим шумом. При частоте 1 кгц шум находится в пределах от 5 до 20 дб, а у точечных транзисторов — от 40 до 60 дб. Только специальные точечные транзисторы с малым напряжением коллектора имеют шум приблизительно одинаковый с шумом плоскостных транзисторов.

8. Плоскостные транзисторы в механическом отношении весьма прочны, так как выводы электродов надежно прикреплены к кристаллу и у них нет точечных контактов.

9. Температурные изменения плоскостных транзисторов гораздо равномернее, чем у точечных; предел рабочей температуры плоскостных транзисторов все время повышается. Например, плоскостные германиевые транзисторы уже изготовляются для применения до 85 °C, а кремниевые плоскостные транзисторы — до 150 °C.

9.5 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 9

1 *Бройде, И.:* Применение кристаллических триодов. Радио 1956, № 5, стр. 42—46.

2 *Fricke, H.:* Verstärker mit Transistoren ATM; July 1951, Z-631-4.

3 *Kircher, R. J.:* Properties of Junction Transistors; IRE Transactions Audio VII (1955), стр. 107—123.

4 *Ledig, G.:* Lineare Eigenschaften des Transistors; Fernmeldetechnik (1955). № 4, стр. 221—228.

5 *Oakes, F.:* Analysis of the Common Base Transistors Circuit; Electronic Eng. III (1955), стр. 120—126.

6 *Ryder, R. M., Kircher, R. J.:* Some Circuit Aspects of the Transistors; Bell Syst. Techn. Journ. (1949), стр. 367—400.
7 *Wallace, R. L.:* Somme Circuit Properties and Applications of N—P—N Transistor; Proc. IRE VII (1951), стр. 763—767.
8 *Roddam, Th.:* Transistors; Wireless World, March 1953, стр. 125—128. — April 1953, стр. 175—178.
9 *Turner, R. P.:* Common-Collector Transistor Amplifiers; Radio-Electronics 26 (1955), № 9, стр. 37.

10. ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРА

Из результатов разделов 6.4—7.9 следует, что для работы с транзисторами необходимо как можно в большей степени знать их свойства. Семейство входных и выходных характеристик дает возможность построить схему на транзисторах достаточно просто даже и для большой амплитуды, но оно не дает никаких данных, например, о предельной частоте транзистора или о его шуме. Напротив того, величины параметров r_{ik} и h_{ik} недостаточны для построения схем транзисторов для больших амплитуд и для высоких частот. Кроме того, для применения транзисторов в импульсном режиме необходимо произвести еще специальные измерения.

Построение характеристик и измерение параметров r_{ik} и h_{ik} являются двумя основными видами определения основных свойств транзисторов. Кроме точных лабораторных методов, имеется много быстрых способов для определения некоторых свойств транзисторов, представляющих меру для их взаимного сравнения. Рассмотрим эти методы, так как они могут быть хорошим пособием для тех работников, у которых нет возможности использовать дорогостоящие лабораторные установки. К основным измерениям транзисторов относятся следующие измерения:

Построение статических характеристик.
Определение параметров r_{ik} и h_{ik}.
Измерение наибольших коэффициентов усиления по току α_o и α_{oe} в режиме короткого замыкания.
Измерение наибольшего усиления по напряжению β_∞ в режиме холостого хода.
Измерение мощности на опорной нагрузке γ.
Определение коэффициента стабильности короткого замыкания δ (точечного транзистора).
Определение предельной частоты усиления по току f_α.
Определение ёмкости электродов C_e и C_k.
Определение сопротивления r_{bb}'.
Измерение коэффициента шума.
Определение применимости для работы в импульсном режиме.

Не все отдельные величины измеряются одинаково легко, и точность измерения их различна.

Успешное и достаточно точное измерение является результатом целесообразной комбинации измерений различных свойств транзистора, которые, конечно, должны иметь взаимную связь. Например, это относится к параметрам r_{ik} и h_{ik}.

Для точного определения параметров лучше всего измерять параметры h_{ik} транзистора, включенного по схеме с общей базой или с общим эмиттером; при определении параметров по характеристикам, построенным по точкам или снятым с экрана электроннолучевой трубки осциллографа, удобнее использовать в качестве основных определяющих величин величины r_{11}, r_{22}, α_0 и β_∞, вычисленные по формулам, приведенным в разделе 8.3.

10.1 ПОСТРОЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Статические характеристики могут быть построены, в основном, двумя способами:

1. Измерением характеристик по точкам,
2. Посредством осциллографа.

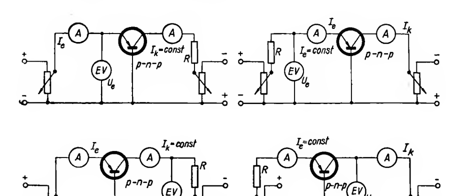


Рис. 278. Схема измерения по точкам статических характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой

Величина сопротивления R должна быть больше, чем соответствующая величина входного или выходного сопротивлений постоянному току измеряемого транзистора

10.11 ПОСТРОЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ТОЧКАМ

Построение статической характеристики по точкам производится только в том случае, когда необходимо знать точную форму кривой. Этот метод является невыгодным, так как требует много времени, и кроме того, точечный транзистор при статическом измерении может быть перегружен, в особенности при измерении на границе допустимой рассеиваемой мощности. Ввиду этого может произойти изменение характеристики и транзистор даже может выйти из строя. У плоскостных транзисторов эта опасность

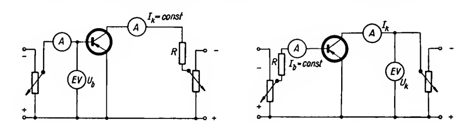


Рис. 279. Схема измерения по точкам статических характеристик транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером

Для сопротивления *R* справедливо такое же условие, как и на рис. 278

исключена, и поэтому можно без опасения производить построение их характеристик по точкам при условии, что величина допустимой рассеиваемой мощности не будет превышена. Все характеристики транзистора можно получить при помощи схемы, изображенной на *рис. 278*. Эта схема измерения применима для транзистора, включенного по схеме с общей базой. На *рис. 279* изображена схема для определения входной и выходной характеристик транзистора p-n-p-типа, включенного по схеме с общим эмиттером.

10.12 ПОСТРОЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОСРЕДСТВОМ ОСЦИЛЛОГРАФА

Ввиду того что построение статических характеристик по точкам требует много времени, была сконструирована специальная аппаратура для быстрого осциллографического снятия этих характеристик [1]. Однако статические характеристики транзистора можно снимать и на обычном осциллографе, для чего можно

применить простую схему, изображенную на *рис. 280*. Для регулировки тока эмиттера или базы включают потенциометр. Таким образом, при помощи этого устройства можно снимать только одну характеристику для данного установленного тока. Коллектор транзистора соединен с трансформатором при помощи сопротивления R_i и выпрямителя. Величина сопротивления R_i определяется условием $R_i \ll r_o$, где r_o — сопротивление измеряемой схемы. Например, для снятия характеристики коллектора применяют сопротивление около 100 ом. Если вместо регулировочного потенциометра применить источник ступенчато изменяющегося напряжения, то на экране электроннолучевой трубки можно получить семейство соответствующих характеристик [2]. Ступенчатое

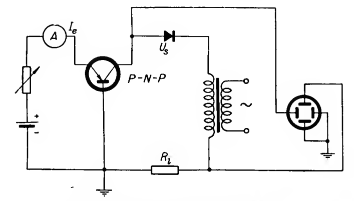


Рис. 280. Простой метод снятия выходной характеристики транзистора при помощи осциллографа

напряжение можно получить посредством механического переключателя или при помощи электронного устройства. Осциллографический метод снятия всех характеристик по основной схеме в принципе одинаков с принципом построения характеристик по точкам, только с той разницей, что применяют источник переменного напряжения. В большинстве случаев снимают входную и выходную характеристики. Однако, если нет возможности заземлить любую пластинку электроннолучевой трубки осциллографа, то на экране электроннолучевой трубки получится для некоторых характеристик зеркальное изображение по отношению к характеристикам, изображенным на *рис. 199—203*.

Входную и выходную характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, можно снимать по схеме, изобра-

женной на *рис. 281*. Для сопротивления R_i справедливо такое же условие, как и при схеме с общей базой. Конечно, при всех этих простых осциллографических съемках статических характеристик транзисторов необходимо предварительно проградуировать масштабную сетку на экране электроннолучевой трубки осциллографа [3].

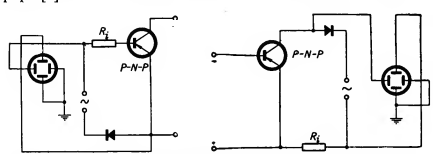


Рис. 281. Схема для осциллографической съемки входной и выходной характеристик транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером

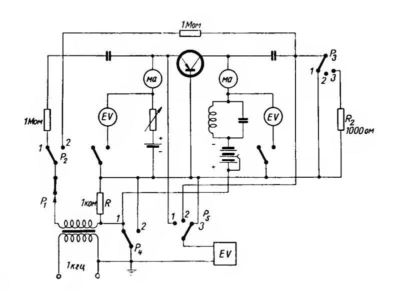
Многие авторы сконструировали специальные осциллографические установки для осциллографической съемки статических характеристик транзисторов; эти установки описаны в литературе [4, 5]. Мы упомянули здесь только о принципиальных схемах.

10.2 ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ r_{ik} И h_{ik}

Измерение параметров r_{ik} и h_{ik} сводится, собственно говоря, к вычислению постоянных четырехполюсника, определяемого уравнением (6—5) или (6—7). Для измерения параметров r_{ik} в схеме ОБ следует исходить из уравнения (6—11), а для измерения h_{ik} — из уравнения (6—6). На практике измерение происходит в основном так, что переменный сигнал небольшой амплитуды и с такой частотой, чтобы был сохранен реальный характер параметров r_{ik} и h_{ik}, подводится попеременно к входным и выходным зажимам транзистора. Например, у транзисторов с рассеиваемой мощностью 50 мвт частота бывает равной 1000 гц.

10.21 ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ r_{ik}

На *рис. 282* изображена принципиальная схема измерения параметров r_{ik} [9]. Параметры измеряются по схеме ОБ [10—17]. Точность измерений отдельных сопротивлений зависит от соот-



	P1	*P2*	*P3*	*P4*	*P5*	Примечание
положение переключателя		1	2	1	3	установить $i_1 = u_R/1000$
$r_{21} = \frac{u_2}{i_1}$				2	2	измерить u_2
$r_{11} = \frac{u_1}{i_1}$				2	1	измерить u_1
$r_{22} = \frac{u_2}{i_2}$		2	2	1	3	установить $i_2 = u_R/1000$
				2	2	измерить u_2
$r_{12} = \frac{u_1}{i_2}$				2	1	измерить u_1
		1	3	1	3	установить $i_1 = u_R/1000$
$h_{21} = \frac{i_2}{i_1}$				2	2	измерить $i_2 = u_{R_2}/1000$
$h_{11} = \frac{u_1}{i_1}$				2	1	измерить u_1
$h_{22} = \frac{i_2}{u_2}$		2	2	1	3	установить $i_2 = u_R/1000$
				2	2	измерить u_2
$h_{12} = \frac{u_1}{u_2}$				2	1	измерить u_1

Рис. 282. Принципиальная схема для измерения параметров r_{ik} и h_{ik} транзистора [9]

ношений импедансов отдельных цепей. Положение переключателей при измерении указано в таблице. При этом методе параметры r_{ik} определяются таким образом, что измеряют напряжения эмиттера и коллектора при разомкнутой цепи коллектора, т. е. $i_k = 0$, причем переменный сигнал подключают ко входу транзистора; затем измеряют напряжения эмиттера и коллектора при разомкнутой цепи эмиттера, т. е. при $i_e = 0$, причем переменный сигнал подключают к выходу транзистора. Для этих измерений справедливы условия, определяющие характеристические сопротивления в разделе 6.6, а именно:

$$r_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{i_k = 0}; \qquad r_{12} = \left(\frac{u_e}{i_k}\right)_{i_e = 0} \qquad (10-1)$$

$$r_{21} = \left(\frac{u_k}{i_e}\right)_{i_k = 0}; \qquad r_{22} = \left(\frac{u_k}{i_k}\right)_{i_e = 0}$$

Измерение сопротивления r_{11}:

Переменный сигнал подключается ко входным зажимам транзистора и измеряется падение напряжения на точном сопротивлении 1 ком при разомкнутой цепи коллектора, т. е. $i_k = 0$. Для определения r_{11} достаточно затем измерить ток i_e и напряжение на входе u_e. Согласно вышеупомянутому $r_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{i_k = 0}$.

Условия для точного измерения сопротивления r_{11} можно вывести из транзисторных уравнений:

$$r_{zk} \gg \frac{r_{12}}{r_{11}} r_{21}; \qquad r_{zs} \gg r_{11}; \qquad r_{ze} \gg r_{11},$$

где r_{zk} — внутреннее сопротивление источника постоянного тока коллектора,

r_{zs} — внутреннее сопротивление генератора,

r_{ze} — внутреннее сопротивление источника постоянного тока эмиттера.

Измерение сопротивления r_{21}:

При этом измерении переменный сигнал подключается ко входу транзистора и измеряется напряжение коллектора u_k при его разомкнутой цепи, т. е. при $i_k = 0$.

Определяемое сопротивление дано соотношением

$$r_{21} = \left(\frac{u_k}{i_e}\right)_{i_k = 0}$$

Условия для измерения:

$$r_{zk} \gg r_{22}\,; \qquad r_{ze} \gg r_{11}\,; \qquad r_{zs} \gg r_{11}\,.$$

Измерение сопротивления r_{22}:

Переменный сигнал вводится в цепь коллектора и измеряется напряжение коллектора u_k при разомкнутой цепи эмиттера, т. е. при $i_e = 0$. Для определения сопротивления служит соотношение $r_{22} = \left(\dfrac{u_k}{i_k}\right)_{i_e = 0}$. Условия для точного измерения выводится из транзисторных уравнений:

$$r_{ze} \gg r_{11}\,; \qquad r_{ze} \gg \alpha_0 \cdot r_{12}\,; \qquad r_{zs} \gg r_{22}\,; \qquad r_{zk} \gg r_{22}$$

Измерение сопротивления r_{12}:

Переменный сигнал вводится в цепь коллектора и измеряется падение напряжения на сопротивлении 1 ком. Измеряют напряжение эмиттера u_e при его разомкнутой цепи, т. е. при $i_e = 0$. Согласно уравнениям (10—1) сопротивление $r_{12} = \left(\dfrac{u_e}{i_k}\right)_{i_e = 0}$.

Условия точного измерения:

$$r_{zk} \gg r_{22}\,; \qquad r_{ze} \gg r_{11}\,; \qquad r_{zs} \gg r_{22}$$

10.22 ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ h_{ik}

Эти параметры в настоящее время чаще всего приводятся для характеристики свойств плоскостных транзисторов. Одним из доводов для их внедрения служит то обстоятельство, что при точном измерении параметров r_{ik} требуется, чтобы всегда было выполнено условие $r_{zk} \gg r_{22}$, так как измерение происходит при разомкнутой цепи коллектора. Так как у плоскостных транзисторов сопротивление r_{22} бывает порядка Мом, то сопротивление r_{zk} должно было бы быть порядка сотен Мом. Измерение параметров h_{ik} происходит при помощи той же аппаратуры, посредством которой измеряются параметры r_{ik} по схеме, изображенной на *рис. 282*. Затруднения, возникающие вследствие необходимости иметь цепь коллектора разомкнутой, устраняются тем, что измеряют величины при его замкнутой цепи и с последовательным питанием коллектора постоянным током. Соответствующие положения переключателя указаны в таблице. Переменный сигнал подключают попеременно то ко входу, то к выходу транзистора и измеряют, с одной стороны, ток коллектора i_{ik}, с другой стороны, напряжение эмиттера u_e при короткозамкнутой цепи коллектора, т. е. при $u_k = 0$, причем

переменный сигнал подключают ко входу транзистора. Напряжение коллектора u_k и напряжение эмиттера u_e измеряют при разомкнутой цепи эмиттера, т. е. при $i_e = 0$, причем переменный сигнал подключают к выходу транзистора. Следовательно, согласно уравнениям (6—22) будет

$$u_e = h_{11} i_e + h_{12} u_k$$
$$i_k = h_{22} i_e + h_{22} u_k$$

Из первого условия измерения, т. е. при $u_k = 0$, получим параметры, определяемые уравнениями

$$h_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{u_k = 0} ; \; h_{21} = \left(\frac{i_k}{i_e}\right)_{u_k = 0} \qquad (10-12)$$

из второго условия, т. е. при $i_e = 0$, получим параметры, определяемые уравнением

$$h_{12} = \left(\frac{u_e}{u_k}\right)_{i_e = 0} ; \; h_{22} = \left(\frac{i_k}{u_k}\right)_{i_e = 0} \qquad (10-3)$$

где индексы относятся к переменным токам, следовательно, составляющие постоянного тока не принимаются вђ внимание.

Измерение параметра h_{11}:

Переменный сигнал i_e подключается ко входу транзистора и измеряется падение напряжения на сопротивлении 1 ком. Измеряют напряжение эмиттера u_e при короткозамкнутой цепи коллектора, т. е. при $u_k = 0$. Тогда $h_{11} = \left(\frac{u_e}{i_e}\right)_{u_k = 0}$

Условие $u_k = 0$ выполняется таким образом, что выходная цепь замыкается сравнительно небольшим сопротивлением $R_2 = 1000$ ом. Условия для правильного измерения определяются подобно тому, как это было сделано для параметров r_{ik}. Поэтому для измерения h_{11} требуется выполнение условий

$$r_{ze} \gg h_{11} ; \; r_{zs} \gg h_{11} ; \; h_{22} \ll \frac{r_{zk} + R_2}{r_{zk} \cdot R_2} ; \frac{r_{zk} \cdot R_2}{r_{zk} + R_2} \ll \frac{h_{11}}{-h_{21} \cdot h_{12}}$$

Измерение параметра h_{21}:

Согласно определению параметр h_{21} представляет собой ничто иное, как коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_o. При измерении переменный сигнал i_e подклю-

чается ко входу транзистора и измеряется ток i_k выходной короткозамкнутой цепи, т. е. $u_k = 0$. Тогда

$$h_{21} = -\alpha_o = \left(\frac{i_k}{i_e}\right)_{u_k = 0}$$

Подобно тому, как при измерении параметра h_{11}, для выполнения короткого замыкания выходной цепи включаем в нее сопротивление 1000 ом. Условия правильного измерения параметра h_{21} следующие

$$\frac{r_{zk} \cdot R_2}{r_{zk} + R_2} \ll \frac{1}{h_{22}}; \quad r_{ze} \gg h_{11}; \quad r_{zs} \gg h_{11}$$

Измерение параметра h_{12}:

При измерении этого параметра переменный сигнал i_k подключается к выходу транзистора и измеряется напряжение u_e входной разомкнутой цепи, т. е. при $i_e = 0$. Тогда будет

$$h_{12} = \left(\frac{u_e}{u_k}\right)_{i_e = 0}$$

Для правильного измерения этого параметра должны быть соблюдены следующие условия:

$$r_{ze} \gg h_{11}; \quad r_{zk} \gg 1/h_{22}; \quad r_{zs} \gg 1/h_{22}$$

Измерение параметра h_{22}:

При измерении этого параметра переменный сигнал i_k подключается к выходу транзистора и измеряется напряжение u_k на выходе при разомкнутой входной цепи транзистора, т. е. при $i_e = 0$. Потом будет

$$h_{22} = \left(\frac{i_k}{u_k}\right)_{i_e = 0}$$

Условия для правильного измерения этого параметра следующие:

$$r_{zk} \gg 1/h_{22}; \quad r_{zs} \gg 1/h_{22}; \quad r_{ze} \gg h_{11}; \quad r_{ze} \gg \frac{h_{12} \cdot h_{21}}{h_{22}}$$

Параметры h_{ik} при короткозамкнутом выходе можно измерять по схеме *рис. 283*, на которой видно [18, 19], что источник питания включен в выходной цепи последовательно с источником пере-

менного сигнала. Для правильного измерения должны быть соблюдены следующие условия

$$r_s + r_{zs} \ll \frac{1}{h_{22}},$$

что можно выполнить без затруднений.

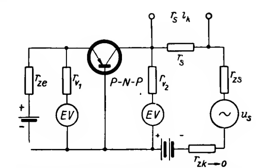


Рис. 283. Схема измерения параметров h_{22} и h_{12} посредством последовательного включения источников питания в цепь коллектора [18]

10.23 СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ r_{ik} И h_{ik}

Измерение параметров r_{ik} и h_{ik} при помощи переменного сигнала является самым распространенным способом измерения транзисторов. Применяемый для измерения сигнал должен иметь небольшую амплитуду, чтобы при измерении было устранено влияние перегиба характеристик транзистора. Далее для правильного измерения необходима предпосылка, чтобы применяемая частота переменного сигнала была достаточно малой. При частоте свыше 3000 гц начинает сказываться влияние ёмкостей транзистора. Кроме того, способ измерения зависит от вида измеряемой величины, а иногда и от типа транзистора. Измерение параметров r_{ik} происходит всегда при разомкнутых входных и выходных цепях. Распределенные ёмкости выводов и конечные величины внутренних сопротивлений источников постоянного и переменного тока могут быть причиной больших погрешностей, ввиду того что нельзя добиться режима идеального холостого хода. Эти влияния сказываются главным образом на выходной цепи транзистора, у которого выходной импеданс бывает порядка Мом. На входе соотношения более благоприятные, так как входные сопротивления точечных и плоскостных транзисторов бывают порядка ком. Од-

нако параметры при короткозамкнутом входе или выходе можно измерять только у транзисторов, которые в режиме короткого замыкания устойчивы в измеряемой рабочей точке. В настоящее время чаще всего применяют измерение параметров h_{ik}, так как при этом измерении выходная цепь не разомкнута. У плоскостных транзисторов измерение при коротком замыкании выходной цепи не сопряжено с затруднениями, но у точечных транзисторов этим способом можно измерять только в том случае, если стабильность короткого замыкания в измеряемой рабочей точке выражается малым числом, т. е. при малых сопротивлениях r_b; в противном случае существует опасность, что транзистор станет нестабильным или же вообще выйдет из строя. Уже в самом начале мы сказали, что, для того чтобы не возникли искажения, амплитуда переменного сигнала должна быть сравнительно небольшой; но с другой стороны, эта амплитуда ограничена в нижнем пределе величиной шума измеряемого транзистора.

Переменный сигнал транзистора должен быть взят от постоянного источника тока или от постоянного источника напряжения. Это значит, что при токах постоянной величины применяют источник переменного сигнала с большим внутренним сопротивлением по сравнению с входным и выходным сопротивлениями транзистора. Постоянный источник тока должен иметь большое внутреннее сопротивление; к транзистору он подключается параллельно с переменным сигналом. Для измерения переменного сигнала нужно применять ламповый вольтметр с большим внутренним сопротивлением. Если измерение происходит при частоте до 3000 гц, то можно пренебречь влиянием внутренних ёмкостей транзистора и распределенными ёмкостями выводов.

10.3 ИЗМЕРЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ, ПО НАПРЯЖЕНИЮ И ПО МОЩНОСТИ

Точное определение коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_o, усиления по напряжению при разомкнутом выходе β_∞ и оптимального усиления по мощности происходит при помощи измеренных параметров r_{ik} и h_{ik}; зная последние, получим уравнения:

$$\alpha_o = \frac{r_{21}}{r_{22}}; \qquad \beta_\infty = \frac{r_{21}}{r_{11}} = \alpha_o \frac{r_{22}}{r_{11}}$$

$$\gamma_{\text{опт}} = \frac{\alpha_o \beta_\infty}{(1 + \sqrt{1 - \delta})^2}; \qquad \text{где} \qquad \delta = \frac{r_{12} r_{21}}{r_{11} r_{22}}$$

Аппаратура для измерения параметров r_{ik} и h_{ik} довольно дорога и не всегда доступна; однако иногда требуется простым способом определить некоторые параметры хотя бы для получения первой информации о транзисторе, который имеется в нашем распоряжении. Для такого случая в дальнейшем мы укажем несколько методов для быстрого определения α_0, β_∞ и γ.

10.31 ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ В РЕЖИМЕ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

Простая принципиальная схема измерения коэффициента усиления по току изображена на *рис. 284.* Чтобы избежать больших погрешностей при этом измерении, входные сопротивления постоянному и переменному токам должны быть по отношению ко вход-

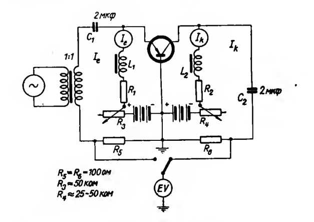


Рис. 284. Схема измерения коэффициента усиления по току α_0 в режиме короткого замыкания [18]

ному сопротивлению транзистора большими, а на стороне коллектора проводимость ветви источника питания постоянного тока должна быть по отношению к проводимости остальных ветвей малой, т. е. должно быть соблюдено следующее условие:

$$\omega L_1 \gg R_{\text{вх}}\,; \qquad \omega L_2 \gg \sqrt{R_g^2 + 1/\omega^2 C_2^2}\,; \qquad r_k \gg \sqrt{R_g^2 + 1/\omega^2 C_2^2}$$

Для того чтобы не сказывалось влияние реактивной составляющей характеристических сопротивлений транзистора, применяемая частота должна быть меньше 3 кгц. Из приведенных условий и из величины применяемой частоты вытекают и условия для ве-

личины элементов L_1, L_2 и C_2. Если на сопротивлении эмиттера будет напряжение, равное 10^n в, где n = любое целое число, то напряжения, измеряемые на сопротивлении в цепи коллектора, можно проградуировать прямо в величинах коэффициента усиления по току.

У большинства плоскостных транзисторов коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания весьма близок единице, вследствие чего очень затруднительно производить отсчет его величины. Поэтому лучше всего измерять усиление по току по схеме ОЭ, при которой согласно уравнению (9—12) будет

$$\alpha_{oe} \cong \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o}$$

Преимущество измерения этого коэффициента очевидно из сравнения величин α_o и α_{oe}, приведенных в следующей таблице:

α_o	α_{oe}
0,8	4,0
0,85	5,67
0,9	9,0
0,95	19,0
0,97	32,3
0,99	99
0,999	999

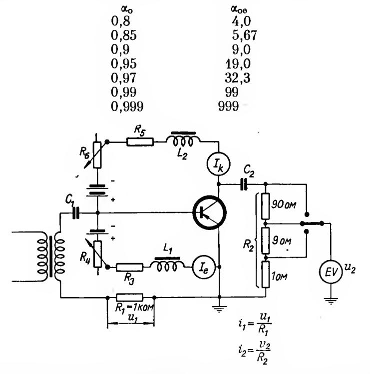


Рис. 285. Схема измерения коэффициента усиления по току $\alpha_{оэ}$ в режиме короткого замыкания [18]

Напротив того, у точечных транзисторов, у которых α_0 больше единицы, коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 измеряют по схеме ОБ, так как схема ОЭ в большинстве случаев нестабильна. На *рис. 285* изображена схема измерения α_{oe}; для точного измерения необходимым условием будет [18]:

$$\omega L_1 \gg R_{\text{вх}}; \qquad \omega L_2 \gg \sqrt{R_2^2 + 1/\omega^2 C_2^2}; \qquad r_k - r_m \gg \sqrt{R_2^2 + (1/\omega C_2)^2}$$

И в данном случае при измерении применяют сравнительно низкую частоту, обычно около 1 кгц. При измерении необходимо применять малые входные сигналы, чтобы избежать искажений; процесс измерения наблюдается на экране электроннолучевой трубки осциллографа, подключенного параллельно к выходу транзистора.

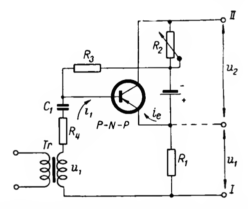


Рис. 286. Схема простого устройства для измерения коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 или α_{oe} [20, 21]

Для быстрой оценки и сравнения отдельных транзисторов измеряют коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания при помощи компенсационного метода [20, 21], схема которого изображена на *рис. 286*. Переменный сигнал подключается ко входу транзистора при помощи трансформатора Tr и сопротивления $R_4 = 500$ ком. Сопротивление R_4, которое значительно больше входного сопротивления транзистора, обеспечивает постоянную величину тока входной цепи i_1. Этот ток создает на сопротивлении $R_1 = 5$ ком падение напряжения u_1; но одновременно он усиливается транзистором до величины i_2. Ток i_2 создает на сопротивлении $R_2 = 1$ ком падение напряжения u_2. Ввиду того что транзистор в схеме ОЭ инвертирует фазу, фаза на-

пряжения u_2 будет сдвинута на 180° по отношению к напряжению u_1. Индикатор напряжения, подключенный к зажимамI—II будет давать нулевое показание, если $|u_1| = |u_2|$. При этом внутреннее сопротивление батареи В, которое в сравнении с сопротивлением R_2 пренебрежительно мало, не учитывается. Усиление транзистора по току будет

$$|\alpha_e| = \left|\frac{i_2}{i_1}\right| = \frac{\dfrac{|u_2|}{R_2}}{\dfrac{|u_1|}{R_1}}$$

После того как оба напряжения будут скомпенсированы, т. е. при $|u_1| = |u_2|$, будет

$$|\alpha_e| = \alpha_e = R_1/R_2 \cong \alpha_{oe}$$

или согласно уравнению (9—12)

$$\alpha_o = -\frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

Так как сопротивление R_1 имеет постоянную величину, то шкалу потенциометра R_2 можно проградуировать прямо в величинах коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_o; ввиду того что по сравнению с выходным сопротивлением транзистора сопротивление R_2 очень мало, показание шкалы будет действительно отвечать коэффициенту усиления α_o. Сопротивление R_3 определяет положение рабочей точки транзистора; это сопротивление составляет 100 ком. Если применяемая величина тока $i_1 = 20$ мка то падение напряжения на сопротивлении R_1 будет $u_1 = 0{,}1$ в. Это значит, что также и напряжение u_2 будет порядка десятых долей в и что для питания транзистора достаточно применить батарею в 4,5 в, не создавая при этом искажений напряжения u_2, что могло бы оказать влияние на точность измерений. В качестве нулевого индикатора можно применить осциллограф, ламповый вольтметр или телефон (если применяемая частота находится в акустической полосе).

10.32 ИЗМЕРЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА ПО МОЩНОСТИ

Оптимальная мощность усиления транзистора при согласованных входе и выходе определяется уравнением

$$\gamma_{\text{опт}} = \frac{\alpha_o\,\beta_\infty}{(1 + \sqrt{1 - \delta})^2},$$

т. е. она определяется по измеренным величинам α_0, β_∞ и δ. Приведенное выражение оптимального коэффициента усиления по мощности позволяет классифицировать качество транзистора по сравнению с другим транзистором, но величина этого коэффициента фактически в нем не фигурирует. Это объясняется тем, что согласующие сопротивления на выходе бывают обычно такими большими (сравни главу 9), что производить с ними измерение нельзя. Ввиду этого, для оценки транзистора в отношении усиления по мощности применяют для соответствующего типа транзистора

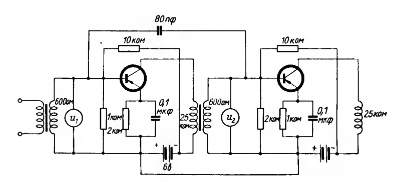


Рис. 287. Измерение усиления мощности транзистора на частоте 455 кгц

стандартную измерительную схему, по которой измеряют коэффициент усиления по мощности на известном нагрузочном сопротивлении. На *рис.* 287 изображена в качестве примера схема определения транзисторов, подходящих для усилителя промежуточной частоты. Из рисунка видно, что измерительная схема точно отвечает схеме транзистора, включенного в качестве усилителя промежуточной частоты. В этой схеме транзистор при измерении работает на постоянную нагрузку. Коэффициент усиления по мощности определяется из уравнения $\gamma = u_2^2/u_1^2$.

10.4 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СТАБИЛЬНОСТИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

Кроме определения коэффициента стабильности короткого замыкания из выражения $\delta = \frac{r_{12} \cdot r_{21}}{r_{11} \cdot r_{22}}$, его можно определить также посредством измерения. Для этого можно применить уравнения

$$\delta = \alpha_0 \alpha_{0z} ; \quad \text{или} \quad \delta = \beta_\infty \beta_{\infty z} .$$

Таким образом, для определения коэффициента стабильности короткого замыкания δ необходимо измерить, согласно разделу 10.2, величины α_0 и α_{0z} и подставить их в уравнения, определяющие коэффициент стабильности короткого замыкания.

10.5 ИЗМЕРЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ

Так как частота транзистора обычно бывает выше 1 Мгц, то при ее измерении необходимо учитывать все влияния, о которых было сказано в главе о частотных свойствах транзисторов. Нельзя забывать, что коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 изменяет с частотой не только свою величину, но и фазу. Необходимо измерять предельную частоту, так как она представляет собой параметр, определяющий высокочастотные свойства транзисторов, включенных в качестве усилителей, а также, как мы это видели, и предельную частоту генераторов на транзисторах. Предельная частота практически представляет частоту, при которой можно было бы применить транзистор в качестве усилителя, если при этом не изменялась бы фаза коэффициента по току α_0. Это изменение фазы ограничивает практически предельную частоту транзистора до $1/10-1/5$ приведенной в каталогах величины.

Принцип измерения предельной частоты f_α основан непосредственно на ее определении. Просто измеряют коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 в зависимости от частоты. Предельной частотой будет та частота, при которой коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 уменьшится на 3 дб, т. е. будет равняться 0,707 своего значения при низкой частоте (обычно 1000 гц).

В основном предельную частоту было бы можно измерять таким устройством, какое применяется для измерения коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 на низкой частоте в предположении, что применяемый входной трансформатор пригоден для измерения такой широкой частотной полосы и что распределенные ёмкости не оказывают влияния. Ввиду больших требований, предъявляемых к трансформатору, лучше всего вообще обойтись без него. На *рис. 288* изображена соответствующая простая схема. Сопротивление R_1 должно быть значительно больше, чем входное сопротивление транзистора, т. е. $R_1 \gg R_{vst}$, и одновременно оно должно быть больше, чем сопротивление генератора, т. е. $R_1 \gg R_g$.

В таком случае приближенно будет $i_e \cong \dfrac{U_g}{R_1}$, т. е. ток эмиттера определяется и стабилизируется сопротивлением R_1.

Величина выходного сопротивления R_2, на котором происходит измерение, так мала, что выходную цепь можно рассматривать как короткозамкнутую. При помощи сопротивления R_2 измеряется ток i_k. Практическая схема измерения предельной частоты изображена на *рис. 289*. Переменный сигнал устанавливают посредством потенциометра применяемого генератора [22]. Рабочую точку транзистора устанавливают посредством потенциометров R_6 и R_7. Сопротивление R_5 служит для измерения тока i_k. Сопротивления R_1 и R_2 служат для установки постоянной величины тока i_e при установленном постоянном выходном напряжении генератора. Все сопротивления, кроме сопротивлений R_6 и R_7 непроволочные; применяемые конденсаторы должны быть доброкачественными; для заземляющих проводов следует применять медную проволоку диаметром не меньше 1 мм. Входные и выходные зажимы должны обладать малыми ёмкостями относительно шасси.

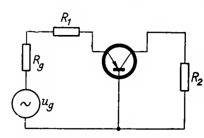


Рис. 288 Принцип измерения предельной частоты транзистора.

Для быстрого определения предельной частоты с достаточной точностью для обычных работ можно применять схему, изображенную на *рис. 290* [23]. Конечно, в этой схеме необходимо применить генератор с устанавливаемой амплитудой переменного сигнала. В остальном при построении цепей следует руководство-

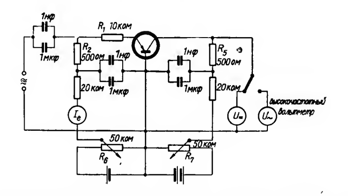


Рис. 289. Схема измерения предельной частоты транзисторов [22]

ваться вышеуказанными принципами. Преимущество этого метода заключается в том, что можно применить и такой генератор, выходное напряжение которого не поддерживается точно на постоянном уровне, так как, переключая вольтметр, измеряют, с одной стороны, ток i_e, а с другой стороны, ток i_k.

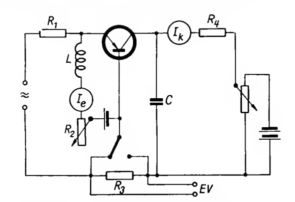


Рис. 290. Схема быстрого измерения предельной частоты транзистора [23]

10.6 ИЗМЕРЕНИЕ ЁМКОСТИ КОЛЛЕКТОРА И ЭМИТТЕРА

Эти величины измеряются, потому что, кроме предельной частоты f_α, с их помощью можно также определить величину коэффициента усиления транзистора по мощности на высших частотах, как это вытекает из заключений раздела 7.8.

Измерение ёмкости коллектора C_k.

При измерении ёмкости коллектора следует учитывать следующее:

1. Выходной импеданс состоит из параллельной комбинации ёмкости и активной составляющей, причем коэффициент добротности этой параллельной комбинации мал [18].

2. Ёмкость коллектора не является линейной функцией его напряжения; это значит, что применяемый переменный сигнал действует при измерении таким образом, что и ёмкость становится функцией времени.

3. Величина как ёмкостной, так и активной составляющих зависит от частоты. Емкость коллектора может быть измерена либо мостовым методом на низших частотах в пределах от 2 до

50 кгц при различных напряжениях коллектора, либо методом замещения на высших частотах, при которых коэффициент добротности измеряемой параллельной комбинации уже достаточно велик.

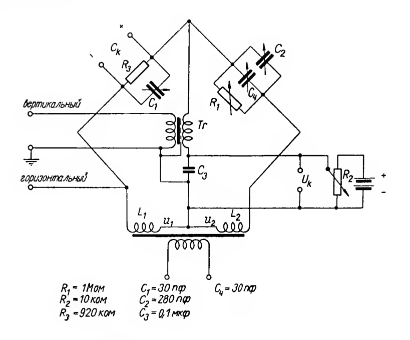


Рис. 291. Схема измерения ёмкости коллектора мостовым методом [22]

На *рис. 291* изображена схема мостового метода измерения ёмкости коллектора. Постоянное напряжение коллектора отделено конденсатором C_3 от переменного источника питания моста. В качестве нулевого индикатора применен осциллограф. L_1 и L_2 обозначают обмотки выходного трансформатора применяемого генератора; подстроечный конденсатор C_1 с минимальной величиной в 5 пф служит для установки нуля. Посредством сопротивления уравновешивают активную составляющую выходного импеданса транзистора, а при помощи конденсатора C_2 уравновешивают ёмкостную составляющую. Необходимо заметить, что применяемый генератор должен иметь симметричный выход. Для измерения ёмкости коллектора при высших частотах (от 100 до 250 кгц) можно применить метод замещения согласно схеме, изображенной

на *рис. 292* [18]. Посредством сопротивления R_1 устанавливают постоянную величину переменного сигнала генератора; конденсатор C_1 отделяет постоянное напряжение источника питания транзистора. Величина индуктивности L определена соотношением $\omega L \gg R_{вых}$ при применяемой частоте. Порядок измерения таков: при включенном транзисторе на ламповом вольтметре устанавливают определенное показание, например, полное отклонение стрелки измерительного прибора, затем включают измери-

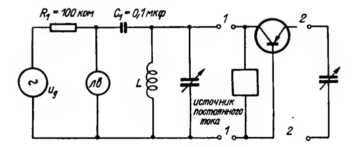


Рис. 292. Измерение ёмкости коллектора методом замещения [18]

тельный конденсатор и вращают им до тех пор, пока стрелка измерительного прибора не остановится в первоначальном положении; установленная ёмкость измерительного конденсатора определяет ёмкость коллектора транзистора. Точность измерения зависит от поддержания постоянного тока коллектора i_e и от устранения влияния возможного резонанса LC-контура. Хотя при этом методе транзистор не замещается параллельной комбинацией RC, что надлежало бы сделать, но погрешность так мала, что, учитывая применяемую высокую частоту, на практике ею можно пренебречь.

Вышеописанные методы измерения ёмкости коллектора касались, собственно говоря, только статической составляющей этой ёмкости. Динамические составляющие ёмкости коллектора обычно бывают так малы по сравнению со статической составляющей, что ими можно пренебречь. Совершенно иная картина на стороне эмиттера. Здесь динамическая составляющая ёмкости преобладает над статической составляющей, вследствие чего необходимо динамическую составляющую измерять. Уже только из одного того, что нужно измерять динамическую составляющую, следует, что измерение ёмкости эмиттера будет сложнее, чем измерение ёмкости коллектора. Обычно динамическая составляющая из-

меряется в качестве реактивной составляющей входной полной проводимости транзистора при его короткозамкнутом выходе. Согласно работе [17] ёмкость эмиттера может быть измерена по мостовой схеме, изображенной на *рис. 293*. Для равновесия моста справедливы уравнения:

$$1/g_{bb'} = R_1\,; \quad C_{b'e} = C_1 + C_2 + C_3\,; \quad 1/_{b'e} = R_2$$

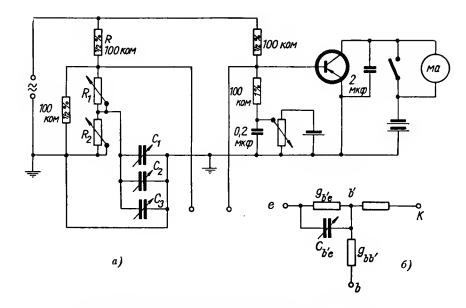


Рис. 293. Измерение ёмкости эмиттера транзистора:
а) мостовая схема, *б)* эквивалентная схема входа транзистора [17]

Как видно из уравнений при этом измерении можно одновременно определить и сопротивление базы $r_{bb'}$, которое важно для определения усиления транзистора по мощности на высоких частотах [см. уравнение (5—51)] и при помощи которого можно определить по уравнению (7—59) и предельную частоту генератора.

10.7 ИЗМЕРЕНИЕ ШУМА ТРАНЗИСТОРА

Для измерения коэффициента шума F применяют аппаратуру, блок-схема которой изображена на *рис. 294*. Ко входу транзистора последовательно с сопротивлением R_g подключают градуиро-

ванный шумовой генератор. Затем при выключенном шумовом генераторе измеряют на выходе транзистора мощность шума. После этого включают шумовой генератор и устанавливают его напряжение таким образом, чтобы мощность шума на выходе транзистора была в два раза больше первоначальной мощности шума. Если при этой двухкратной мощности шума напряжение на выходе транзистора будет u_v, то коэффициент шума определяется уравнением

$$F = \frac{U_v^2}{4kTR_g(f_2 - f_1)}$$

Фильтр, включенный за транзистором, ограничивает частотную полосу, на которой измеряется шум: $\Delta f = (f_2 - f_1)$.

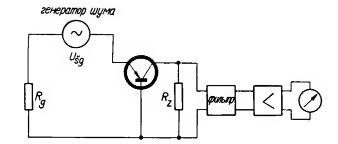


Рис. 294. Блок-схема измерения коэффициента шума транзисторов [18]

Если не имеется в распоряжении шумовой генератор, то для измерения коэффициента шума можно применить сигнал-генератор. Схема измерения остается такой же, только вместо шумового генератора ко входу транзистора подключают сигнал-генератор. При этом коэффициент шума определяется приведенным уравнением. Сначала измеряют усиление измеряемого транзистора по напряжению на той же частоте, на которой будет происходить измерение его коэффициента шума. Усиление определяют как отношение напряжения на сопротивлении нагрузки R_z к напряжению генератора u_g. Затем выключают генератор и на сопротивлении R_z измеряют напряжение шума $u_{šz}$, пропуская его через узкополосный фильтр и усиливая подходящим усилителем. Подставив значение напряжения шума $u_{šz}$ в уравнение коэффициента шума, получим его величину. Ввиду того что коэффициент шума зависит от внутреннего сопротивления применяемого гене-

ратора, то необходимо при измерении знать это сопротивление. Из произведенных измерений следует, что при изменении сопротивления R_g со 100 ом на 3000 ом коэффициент шума F изменяется приблизительно на 3 дб, причем минимум бывает при $R_g = 500$ ом. Обычно при таком значении сопротивления R_g и производят измерение коэффициента шума. Для получения узкой частотной полосы при измерении коэффициента шума можно, например, применить камертонный фильтр.

10.8 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ СВОЙСТВ ТРАНЗИСТОРА

Для применения транзистора в импульсном режиме имеет значение много его свойств, как например, форма его статических характеристик или зависимость коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания от тока эмиттера; однако особым вопросом является измерение влияния транзистора на передаваемый им импульс. В разделе 7.9 было сказано, что транзистор искажает и даже удлиняет прямоугольный импульс, подводимый к его входу. При применении транзистора в импульсном режиме, следовательно, будут иметь значение те факторы, которые искажают импульс на выходе.

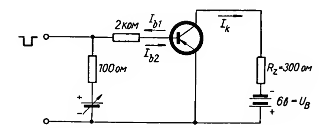


Рис. 295. Схема измерения импульсных свойств плоскостных транзисторов [26]

Главным образом к ним относятся:

1. время нарастания импульса, определяемое как время, в которое, начиная от 10%, импульс на выходе транзистора достигнет 90% своего конечного значения,

2. время рассасывания, т. е. время от окончания импульса на входе транзистора до момента, когда на выходе транзистора амплитуда импульса уменьшится на 10% своего наибольшего значения,

3. время спадания, т. е. время, затраченное на падение амплитуды выходного импульса с 90% до 10% после прекращения действия импульса на входе транзистора.

Иногда необходимо учитывать и задержку нарастания выходного импульса, вызываемую конечным временем пролета неосновных носителей от эмиттера к коллектору, которое определяется как время, в которое амплитуда выходного импульса увеличится с нуля до 10% своего конечного значения. Это проявляется при частотах, близких к предельной частоте транзистора. Поскольку частота следования импульсов, при которой происходит измерение, значительно ниже предельной частоты, как это

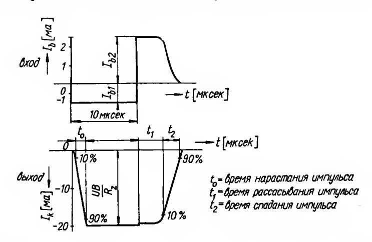


Рис. 296. Форма входного и выходного импульсов плоскостного транзистора, измеренного по схеме *рис. 295* [26]

обычно бывает, то эту задержку учитывать не следует. На *рис. 296* изображена схема для определения основных факторов искажения импульсов плоскостного транзистора. Транзистор включен по схеме с общим эмиттером. Сопротивление нагрузки подобрано таким образом, чтобы через транзистор при его открытии протекал наибольший ток, допустимый при импульсном режиме. У обычных типов это сопротивление составляет 300 ом при напряжении источника коллектора в 6 в. Смещение базы транзистора имеет такую величину, что через коллектор течет только незначительный ток I_{koe}, т. е. транзистор закрыт. Во входной цепи течет ток I_{b1}. Транзистор открывается при помощи подключенного к его входу

стандартного отрицательного прямоугольного импульса, вследствие чего напряжение базы становится отрицательным по отношению к эмиттеру. На выходе транзистора появляется импульс тока, который снимается с сопротивления R_z. Форма импульса изображена на *рис. 296*, на котором также приведены и соответствующие определения основных факторов, оказывающих влияние на импульсные свойства транзистора. В качестве стандартного импульса применяют импульс прямоугольной формы длительностью в 10 мксек. Для полного представления о времени нарастания и времени спадания импульса приводим их величины для специальных транзисторов 2 N 113 и 2 N 114, применяемых в спусковых схемах:

$$t_0 = 0{,}05 - 0{,}1 \text{ мксек}$$
$$t_2 = 0{,}1 - 0{,}15 \text{ мксек}$$
$$t_1 = 0{,}6 - 0{,}7 \text{ мксек}$$

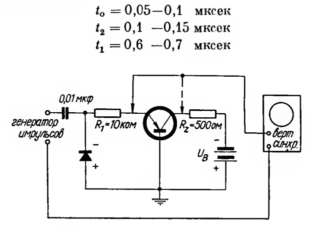


Рис. 297. Схема измерения импульсных свойств точечных транзисторов [27]

Подобно тому, как производят испытание плоскостных транзисторов в импульсном режиме, испытывают и точечные транзисторы, которые еще применяются в импульсном режиме. Однако, ввиду того что точечные транзисторы, включенные по схеме с общим эмиттером, неустойчивы, то в большинстве случаев они применяются в схеме с общей базой, и эту схему применяют также для их измерения *(рис. 297)* [27]. Диод в цепи эмиттера имеет назначение соединить основание применяемого импульса с потенциалом земли. Величина сопротивления R_1 берется большой, чтобы было можно полагать, что транзистор питается от источника постоянного тока; сопротивление R_z, наоборот, должно быть малым, чтобы оно не оказывало влияния на частотную область транзистора.

10.9 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 10

1 *Golden, N., Nielsen, R.:* Osciloscopic Display of Transistor Static Electrical Characteristics; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1437—1439.
2 *Lennarts, H.:* Kennlinienschreiber für Transistoren; Funk und Ton, Jan. 1954, стр. 25—28.
3 *Horna, O.:* Cejchovací zařízení pro osciloskopy; Sděl. Technika 1955, № 4, стр. 122—123.
4 *Hunter, L. P., Brown, R. E.:* Production Tester for Transistors; Electronics, Oct. 1950, стр. 96—99.
5 *Turner, R. P.:* Test Techniques for Transistors; Rad. Electronics 1953, стр. 78—84.
6 *Lehovec, K.:* Testing Transistors; Electronics, June 1949, стр. 88—89.
7 *Šimůnek, D.:* Přístroj pro měření charakteristických hodnot transistorů; Информация VUPEF 1264, 1954.
8 *Tauc, J.:* Hrotový transistor; Реферат VTÚ, 1951.
9 *Ewels, J.:* The Measurement of Transistor Characteristics; El. Eng., July 1954, стр. 313—314.
10 *Giblons, J.:* Versatile Transistor Tester; Red. El. Eng., June 1954, стр.10—11.
11 *Boothroyd, A. R., Almond, D. a J.:* A Brigde for Measuring the A. C. Parameters of Junction Transistors; Proc. IRE 101, III, Sept. 1954.
12 *Dorman, D.:* A Brigde Transistor Tester; Radio El. Eng., Feb. 1954, стр. 5—7.
13 *Knight, G., Holt, R. B., Johnson, R. A.:* Measurement of the Small Signal Parameters of Transistors; Proc. IRE., Aug. 1953, стр. 983—989.
14 *Toth, D. H.:* A Tester for Measuring Small—Signal Impedances of Transistors; Rev. of Scient. Instr., Jan. 1954, стр. 96—98.
15 *Cooke, E. H., Florida, C. D.:* The Measurement of the Small-Signal Characteristics of Transistors; Proc. IRE, Sept. 1954, стр. 288—293.
16 *Havlík, L.:* Zařízení pro měření charakteristických veličin výkonových transistorů. Информация VUPEF 024, 1956.
17 *Giacoletto, L. J.:* Equipments for Measuring Junction Transistor Admitance Parameters for a Wide Range of Frequencies ;RCA Review 14, June 1953, стр. 269—296.
18 *Shea, R.:* Principles of Transistor Circuits; John Wiley a Sons inc, New York, 1954.
19 *Budinský, J.:* Charakteristické veličiny transistorů; Sl. Obzor 1955, № 8, стр. 403—416.
20 *Bohr, E.:* Junction Transistor Checker; Rad. Electronics 25, (1954), № 8, стр. 30—32.
21 *Frank, H.:* Měřič proudového zesilovaciho činitele plošných transistorů; Sděl. techn. V (1957), № 1, стр. 10—11.
22 *Havlík, L.:* Měřicí methody pro transistory. Информация VUPEF 025, 1956.
23 *Osborne, J. M.:* Determining Transistor Cut-off Frequency; Brit. Rad. and Telev. News 1955, стр. 181—183.
24 *Cetkovský, J.:* Testování šumu transistorů při 1000 Hz. Информация VUPEF 1426, 1955.
25 *Carlisle:* A simple Transistor Noise Test; Set. Conv. IRE 10, 1954.
26 — Каталог firmy Raytheon; Proc. IRE III, 14A, 1956.
27 *Wooley, R. L.:* Testing Point-Contact Transistors for Pulse Applications; Electr. Eng., Nov. 1954, стр. 981—987.

11. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТЕТРОДЫ

Бурное развитие кристаллических приборов и их схем привело к конструкции четырехэлектродных кристаллических приборов. Они изготовлялись уже со времени появления точечных транзисторов и применялись в качестве смесителей или в качестве приборов с двумя эмиттерами или с двумя коллекторами для получениа большого усиления по току. Однако наиболее важной причиной для конструкции кристаллических тетродов было познание, что эти тетроды могут быть применены в области значительно высших частот, чем триоды. Поэтому начали изготовлять кристаллические тетроды в большом количестве, причем не только из германия, но также и из кремния.

Под названием «тетрод» следует понимать вообще кристаллический прибор с четырьмя электродами, который может быть применен в качестве усилителя на высших частотах, а остальные четырехэлектродные приборы являются более или менее специальными приборами.

11.1 КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕТРОДОВ

Четырехэлектродный кристаллический тетрод может быть изготовлен несколькими способами; вопрос заключается только в том, желаем ли мы изготовить точечный или плоскостной тетрод. Технология плоскостных тетродов зависит от легкости и быстроты производства. Ввиду незначительного расстояния между двумя металлическими контактами точечных триодов, их установка вызывала большие затруднения; а у точечных тетродов эти затруднения еще увеличиваются. Точечные тетроды в буквальном смысле слова применялись исключительно в качестве специальных четырехэлектродных приборов для получения большого усиления по току. Но точечные тетроды изготовлялись также в виде призменных тетродов, а именно в основном для целей преобразования.

Тетроды, предназначенные для усилителей и генераторов, работающих на высоких частотах, конструируются главным образом как плоскостные тетроды и изготовляются уже при вытягивании монокристалла соответствующего полупроводника. Однако для получения тех электрических свойств, ради которых тетроды изготовляются, четвертый электрод должен быть выбран надлежащим образом. На основании заключений, которые были сделаны в главе о частотных свойствах транзисторов, становится очевидным, что четвертый электрод должен быть так расположен и должен быть снабжен таким потенциалом, чтобы было достигнуто, с одной стороны, уменьшение ёмкости коллектора C_k, с другой стороны, уменьшение сопротивления базы $r_{bb'}$.

Для конструкции современных тетродов принципиально применяют p-n-переходы, изготовленные при вытягивании монокристаллов. Кристалл, содержащий такие переходы, разрезается на диски, у которых обе крайние плоскости состоят из материала n-типа, а между ними внутри диска находится очень тонкий слой материала p-типа. Эти диски затем разрезают на призмочки размером $1 \times 1 \times 3$ мм, у которых расположены области различных типов проводимости согласно *рис. 298*, т. е. здесь имеет место такая же система, какая была у триодов. Для того чтобы из переходов были устранены загрязнения, призмочки подвергаются травлению. К областям n-типа, из которых одна образует эмиттер, а другая коллектор, припаивают выводы. К промежуточному слою p-типа прикрепляют вместо одного вывода, как это имело место у триодов, два вывода, а именно на противоположных сторонах призмы. Эти выводы внутреннего промежуточного слоя, который имеет толщину меньше, чем 50 мкн, сделаны из очень тонких золотых проволочек, приваренных к p-области. После испытания электрических свойств вся система помещается в корпус, подобный корпусу триода. До сего времени изготовляют тетроды с малой рассеиваемой мощностью, приблизительно до 150 мвт. Кроме германиевых тетродов, изготовляются и кремниевые тетроды. На *рис. 298* схематически изображен разрез тетрода; одновременно с этим это представляет увеличенное изображение действительной системы тетрода. На *рис. 298* изображено также и включение тетродов в схему [1, 2, 3].

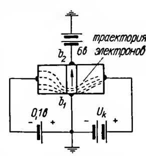


Рис. 298. Принципиальное устройство тетрода n-p-n-типа

По существу этот тетрод является плоскостным триодом, в котором посредством подходящего потенциала, подводимым четвертым электродом к базе, создается в базе вспомогательное электрическое поле, которое, с одной стороны, уменьшает ёмкость коллектора, с другой стороны, уменьшает сопротивление базы и тем самым увеличивает усиление при высших частотах. К основному p-слою (к базе) прикреплены два невыпрямляющие вывода b_1 и b_2. Вывод b_1 образует первоначальную базу триода, а b_2 — четвертый вспомогательный электрод. Эмиттер в комбинации с n-p-n-переходами имеет малое отрицательное напряжение, около 0,1 в. Вспомогательный электрод b_2 имеет по отношению к базе b_1 отрицательное напряжение порядка нескольких вольт. Это значит, что в базе существует электрическое поле с градиентом концентрации электронов от b_2 к b_1. Электроны, инжектированные эмиттером, встречают в базе препятствие, создаваемое противоположным градиентом концентрации электронов, вследствие чего через базу могут пройти только те электроны, кинетическая энергия которых, приобретенная при инжекции, преодолевает действие электрического поля, созданного в базе между b_2 и b_1. Если принять во внимание распределение в базе электрического поля, то станет очевидным, что это будут только электроны, расположенные вблизи базы b_1, тогда как возле электрода b_2 через базу никакие электроны не пройдут.

11.2 ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ТЕТРОДА

Если тетрод применяется в качестве усилителя, то ток I_{b_2} будет постоянным током питания, который уменьшает сопротивление базы и емкость коллектора. По отношению же к переменным сигналам этот ток уже не участвует в работе тетрода. Это значит, что для тетрода можно применить такую же эквивалентную схему, какая была применена для плоскостных транзисторов, но с соответствующим уменьшением сопротивления $r_{bb'}$ и ёмкости коллектора C_k. В результате получим схему, изображенную на *рис. 299*, которая справедлива для низших частот. Однако из схемы следует, что статические характеристики тетрода будут подобны характеристикам плоскостных транзисто-

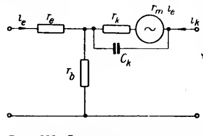


Рис. 299. Эквивалентная схема тетрода

ров. На внутренние сопротивления тетрода оказывает большое влияние величина тока I_{b2}. Типичные изменения параметров r_b, коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0, внутренних сопротивлений r_k и r_e согласно работе [4] изображены на *рис. 300*, *301* и *302*.

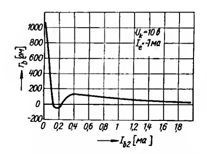


Рис. 300. Зависимость сопротивления r_b от тока I_{b2} тетрода n-p-n-типа [4]

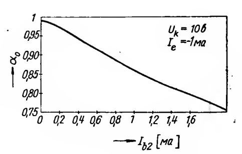


Рис. 301. Зависимость коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 от тока I_{b2} тетрода n-p-n типа [4]

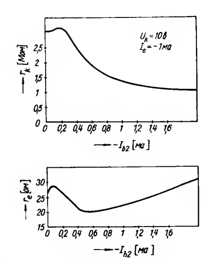


Рис. 302 Зависимость сопротивлений r_k и r_e от тока I_{b2} тетрода n-n-p типа (4).

11.3 ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ТЕТРОДОВ

Из предыдущего раздела вытекают статические свойства тетродов. Из приведенных кривых зависимости коэффициента усиления по току и сопротивления коллектора видно, что с увеличением тока I_{b2} немного уменьшается усиление мощности тетрода. Однако в отношении частотных свойств из *рис. 303* видно, что

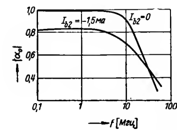


Рис. 303. Зависимость коэффициента усиления по току в режиме короткого замыкания α_0 тетрода n-p-n-типа от частоты[4]

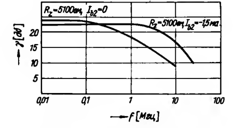


Рис. 304. Частотная характеристика коэффициента усиления по мощности в зависимости от тока I_{b2} тетрода n-p-n-типа [4]

увеличение частотного диапазона тетрода происходит за счет его усиления. Но, конечно, можно получить сравнительно большое усиление мощности и на значительно высшей частоте. На *рис. 304* изображена частотная зависимость усиления по мощности от тока I_{b2}. Основные свойства, ради которых применяют тетрод, будут наиболее выразительными при сравнении свойств тетрода со свойствами обычных плоскостных триодов. Например, тетрод, работающий в рабочей точке, определяемой постоянными величинами $I_e = -2$ ма, $I_{b2} = -1{,}5$ ма, $U_k = 24$ в, обладает следующими свойствами:

1. Емкость коллектора, которая у плоскостных триодов бывает порядка десятков пф, у тетродов уменьшается до величины порядка единиц пф.

2. Тетрод имеет малое сопротивление базы. У плоскостных триодов это сопротивление бывает порядка сотен ом, у тетродов — порядка единиц ом.

3. Коэффициент усиления по току тетродов в сравнении с коэффициентом триодов меньше: у триодов он достигает 0,99, а у тетродов около 0,75, благодаря чему увеличивается предельная частота тетродов.

4. Тетроды имеют меньшее сопротивление коллектора r_k, а именно это сопротивление бывает на одну треть меньше сопротивления плоскостных триодов.

5. У тетродов собственное сопротивление эмиттеров мало, порядка единиц ом.

6. На тетродах можно сконструировать высокочастотные усилители, у которых при частоте 100 Мгц усиление достигает 15 дб [5, 6].

7. Тетроды могут быть использованы в качестве генераторов до частоты 250 Мгц [6].

8. Тетроды пригодны для широкополосных усилителей, как например, при 70 Мгц ширина полосы достигает 20 Мгц, причем в одной ступени усилителя можно получить усиление 9 дб.

9. Тетроды могут работать еще при меньших напряжениях и подводимых мощностях, чем обычные плоскостные триоды. Для получения наибольшего усиления достаточно 10 в и 1 ма.

10. Коэффициент шума тетродов при частоте 10 Мгц составляет около 3 дб, а при частоте 70 Мгц — около 10 дб.

11.4 ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ТЕТРОДА, ВКЛЮЧЕННОГО В КАЧЕСТВЕ УСИЛИТЕЛЯ

В разделе об эквивалентной схеме тетрода было сказано, что в отношении переменных сигналов тетрод с соответствующими изменениями внутренних параметров может рассматриваться как триод. Из этого вытекает, что и принципиальная схема включения тетрода с общей базой будет подобна схеме включения триода. На *рис. 305* изображена эта схема. По эквивалентной схеме можно произвести анализ усилительной ступени с тетродом так же, как это было сделано у триода. Кроме применения в качестве усилителя, тетрод очень часто применяется в качестве смесителя или в качестве высокочастотного генератора.

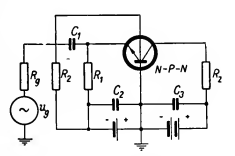


Рис. 305. Принципиальная схема тетрода n-p-n-типа, включенного в качестве усилителя [4]

11.5 СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЧЕТЫРЕХЭЛЕКТРОДНЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

Наряду с усилительным и смесительным тетродом, существуют еще другие типы четырехэлектродных кристаллических приборов. Они служат, с одной стороны, для получения большого усиления по току, с другой стороны, для импульсной работы [7, 10]. Наибольшее значение из них имеет тетрод p-n-p-n-типа.

Это — четырехэлектродный кристаллический прибор, предназначенный для получения большого усиления по току. Уже его обозначение говорит о том, что это — плоскостной прибор. Это — брусок из монокристалла размером 1×1 мм, который параллельно основанию содержит четыре области различной проводимости p-n-p-n-типа *(рис. 306)*.

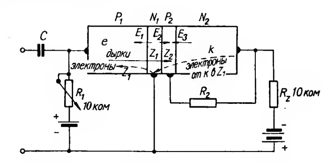


Рис. 306. Схематическое изображение тетрода p-n-p-n-типа и его включение

Внешние области имеют длину около 1,2 мм, толщина обеих внутренних областей составляет около 50 мкн. Выводы отдельных областей устроены так, что они не образуют с полупроводником никакого выпрямляющего контакта [8, 9]. Очень важно, чтобы внутренние области были действительно тонкими. На *рис. 306* изображена и электрическая схема такого тетрода. Рассмотрим теперь, как работает тетрод p-n-p-n-типа. Сначала представим себе, что сопротивление R_2 прервано и что внешнее напряжение к тетроду не приложено. На переходах же между отдельными областями с различной проводимостью существуют внутренние электрические поля, как уже об этом было сказано в разделе о p-n-переходе и как это изображено на *рис. 306*. Эти внутренние поля действуют таким образом, что если будут эмиттером введены в базу z_1 дырки, то они пройдут через базу z_1 и под действием

последующего электрического поля E_3 и его соответствующего направления будут накопляться в базе z_2 и будут стремиться это поле уравновесить или обратить его направление в противоположную сторону. Однако это значит, что при уравновешивании этого поля электроны могут течь из области K в базу z_2 и в соответствии с направлением электрического поля между областями z_1 и z_2 они могут также пройти в область z_1 и тем самым принять участие в прохождении тока в области коллектора тетрода. Механизм между областями z_2 и K, поддержанный приложенным внешним напряжением и ввиду наличий большого тока электронов из области K в область z_2, создает большое усиление по току. Конструкция тетрода p-n-p-n-типа позволяет установить усиление по току при помощи сопротивления R_2 и тока I_e. На *рис. 307* изображена зависимость усиления по току тетрода p-n-p-n-типа от величины сопротивления R_2 и от величины тока покоя эмиттера I_e. Естественно, что в случае, если $R_2 = 0$, мы получим такой же результат, как для обычного триода p-n-p-типа, так как переход между областями z_2 и K будет в данном случае закорочен. Недостаток этих тетродов заключается в том, что они обладают сравнительно большим шумом.

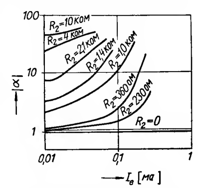


Рис. 307 Зависимость усиления по току тетрода p-n-p-n-типа от тока эмиттера I_e и от величины сопротивления R_2

Тетроды p-n-p-n-типа могут быть с успехом применены в спусковых и опрокидывающих схемах [11]. Такая схема и соответствующая характеристика изображены на *рис. 308а* и *308б*. Из схемы видно, что на зажимах тетрода возникает отрицательное сопротивление, которое используется в нестабильных схемах. Далее следует, что при помощи подходящего импульса можно тетрод использовать в качестве спускового элемента. Тетрод p-n-p-n-типа замещает в ранее приведенных случаях два триода, из которых один p-n-p-типа, а другой n-p-n-типа (см. *рис. 308*;). Тетрод p-n-p-n-типа, изображенный на *рис. 306*, может быть применен в качестве управляемого выпрямителя или в качестве тиратрона [12, 13]. В таком случае область P_2 служит в качестве управляющей сетки, которая аналогично тиратрону теряет управляющую способность в том случае, если тиратрон был однажды приведен в открытое состояние. Тиратрон может быть приведен

в закрытое состояние посредством перемены полярности на выходном электроде или посредством уменьшения тока выходной цепи ниже определенного предела, называемого критическим. Кристаллические тиратроны имеют то преимущество, что в открытом состоянии они имеют весьма незначительное остаточное напряжение, что быстро переходят в открытое состояние и что в отличие от обычных тиратронов и ртутных выпрямителей не требуют сложных схем.

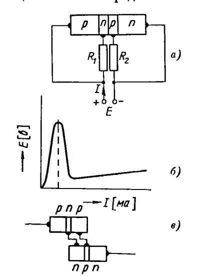


Рис. 308. Схема тетрода p-n-p-n-типа как спускового элемента [8]

а) электрическая схема, *б)* отрицательная характеристика на входе тетрода, *в)* замещение тетрода p-n-p-n-типа двумя плоскостными транзисторами

11.6 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 11

1 *Wallace, R. L.:* Junction Tetrode Transistor; Bell Lab. Rec. 1955, стр. 121—124.
2 *Aberdam, H.:* Les Transistors Electronique 1954, стр. 20—23.
3 *Krömer, H.:* Über die Entwicklung von Schichttransistoren mit hoher Frequenzgrenze; NFT 1955, № 1, стр. 19—24.
4 *Wallace, R. L., Schimpf, L. G., Dickten, E.:* A Junction Transistor Tetrode for High-Frequency; Use Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1395—1400.
5 Comercial Tetrode Transistors; Tele-Techn. V. 1954, стр. 83.
6 *Stewart, R. F.:* High Frequency Tetrodes; IRE Conv. Rec. 4, III, 1956, стр. 166—171, P—3.
7 *Rutz, R. F.:* A Two-Emitter Transistor with a High Adjustable Alpha; Proc. IRE, July 1955, стр. 834—837.
8 *Rhita, N.:* 4-Terminal Transistors; Rad. Electronic 1954, № 9, стр. 108, 110, 112.
9 *Ebers, J. J.:* Four-Terminal P—N—P—N Transistors; Proc. IRE, Nov. 1952, стр. 1361—1364.
10 *Salov, H., Münch, W. V.:* Über einen Schalttransistor mit kurzen Sprungzeiten; Zsch. angew. Physik 1956. № 3, стр. 114—119.
11 *Jolscher, A. K.:* P—N—P—N Switching Diodes; Journ. Electronics and Control 1957, № 5, стр. 573—586.
12 *Bisson, D. K.:* Medium Power Silicon Controlled Rechfier; IRE Wescon Conv. Rec., P 3, 1958, стр. 166—171.
13 *Frebzel, R. P., Gutzwiller, E. W.:* Solid-State thyratron Switches Kilowatts; Electronics 1958, № 3, стр. 52—55.

12. ОБЗОР НАИБОЛЕЕ РАСПРОСТРАНЕННЫХ ТИПОВ ТРАНЗИСТОРОВ

В следующей главе мы приведем обзор наиболее распространенных типов точечных и плоскостных транзисторов. Из нескольких сотен различных типов транзисторов мы приводим только те, которые чаще всего встречаются в схемах современной технической литературы. Таким образом, читатель будет иметь возможность сравнить транзисторы, изготовляемые в ЧСР, с транзисторами заграничными и в случае необходимости применить схемы, построенные на транзисторах заграничных типов.

Транзисторы сгруппированы в таблицах, из которых на первый взгляд видны разнообразие типов транзисторов и разброс их параметров. Одновременно с тем видно, что в качестве определяющих величин транзисторов изготовители приводят различные параметры. Всегда будет справедливым тот факт, что чем больше указано параметров, тем точнее определен транзистор.

У новейших типов заграничных транзисторов указываются, главным образом, параметры h_{ik} и вообще существует тенденция применять эти параметры в большей мере.

Таб. 33. Обзор наиболее применяемых европей-

Обозначение	Тип	Схе-ма	P_k наиб. мвт	U_k наиб. в	I_k наиб. ма	T наиб. °C	Рабочая точка	
							U_k	I_k ма
3 NU 40	p-n-p	ОБ	20	—10	—5	50	—5	—1
3 NU 70	p-n-p	ОБ	50	—10	—5	50	—5	—1
4 NU 40	p-n-p	ОБ	20	—10	—5	50	—5	—1
4 NU 70	p-n-p	ОБ	50	—10	—5	50	—5	—1
11 NU 70	p-n-p	ОБ	250	—50	—50	50	—15	—10
12 NU 70	p-n-p	ОБ	250	—50	50	50	—15	—10
103 NU 70	n-p-n	ОБ	50	20	10	50	5	1
104 NU 70	n-p-n	ОБ	50	20	10	50	5	1
21 NU 70	p-n-p	ОБ	3 вт	—40	1 а	55		
32 NU 70	p-n-p	ОБ	10 вт	—20	2 а	55		
155 NU 70	n-p-n	ОБ	50	10	10	75	6	1
156 NU 70	n-p-n	ОБ	50	10	10	75	6	1
П 6 А	p-n-p	ОБ	150	—30	50	100	—5	—1
П 6 Б	p-n-p	ОБ	150	—30	50	100	—5	—1
П 6 В	p-n-p	ОБ	150	—30	50	100	—5	—1
П 6 Г	p-n-p	ОБ	150	—30	50	100	—5	—1
П 6 Д	p-n-p	ОБ	150	—30	50	100	—5	—1
П 203	p-n-p	ОБ	10 вт	—60	1,5 а	100	—20	—100
П 4 Д	p-n-p	ОБ	25 вт	—50	5 а	100		
П 401	p-n-p	ОБ	100	—10	10	80		
П 403	p-n-p	ОБ	100	—10	10	80		
П 13 В	p-n-p	ОБ	150	—30	50		—5	—1

$\frac{\alpha}{\alpha_{oe}}$	γ дб	r_{11} ом	r_{22} ком	F_0 дб	f_α кгц	Страна
$\geq 0,94$		< 1000	> 400		> 300	ЧСР
$\geq 0,96$		< 1000	> 400		> 300	ЧСР
$\geq 0,9$	≥ 20	$h_{11} < 30$ ом			> 100	ЧСР
$\geq 0,94$	≥ 20	$h_{11} < 20$ ом			> 100	ЧСР
$\geq 0,97$		< 1000	> 500		> 500	ЧСР
$\geq 0,98$		< 1000	> 500		> 1000	ЧСР
$\alpha_{oe} > 10$					$f\alpha_e > 10$	ЧСР
$\alpha_{oe} > 15$					$f\alpha_e > 7$	ЧСР
$\alpha_{oe} > 20$					> 3000	ЧСР
$\alpha_{oe} > 30$					> 7000	ЧСР
0,92		$h_{11} = 27$ ом	$h_{22} = 1$ мкс	22	500	СССР
0,93		$h_{11} = 27$ ом	$h_{22} = 0,7$ мкс	22	1000	СССР
0,965		$h_{11} = 27$ ом	$h_{22} = 0,7$ мкс	22	1000	СССР
0,98		$h_{11} = 27$ ом	$h_{22} = 0,7$ мкс	22	> 1000	СССР
0,97		$h_{11} = 27$ ом	$h_{22} = 0,7$ мкс	< 12	1000	СССР
$\alpha_{oe} > 20$						СССР
$\alpha_{oe} > 20$					100	СССР
0,96					$f_{osc} = 30$ Мгц	СССР
0,96					$f_{osc} = 120$ Мгц	СССР
0,92		$h_{11} < 50$ ом	$h_{22} = 2$ мкс	12	465	СССР

Обозначение	Тип	Схема	P_k наиб. мвт	U_k наиб. в	I_k наиб. ма	T наиб. °C	Рабочая точка	
							U_k	I_k ма
П 14	p-n-p	ОБ	150	—30	50		—5	—1
П 15	p-n-p	ОБ	150	—30	50		—5	—1
OC 70	p-n-p	ОБ	125	32	50	75	—5	—1
OC 71	p-n-p	ОБ	125	32	50	75	—5	—1
OC 72	p-n-p	ОБ	165	32	125	75	—1	—250
OC 30	p-n-p	ОБ	3,6 вт	32	1,4 а	75	—7	—100
OC 16	p-n-p	ОБ	12 вт	32	3 а	75	—7	—300
OC 23	p-n-p	ОБ	13,5 вт	40	1 а	75		
OC 44	p-n-p	ОБ	85	15	10	75		
OC 45	p-n-p	ОБ	85	15	10	75		
OC 170	p-n-p	ОБ	60	20	10	75	—6	—1
OC 171	p-n-p	ОБ	60	20	10	75	—6	—1
OC 810	p-n-p	ОБ	50	—25	—10	45	—5	—1
OC 811	p-n-p	ОБ	50	—25	—10	45	—5	—1
TF 70	n-p-n	ОБ	100	+30	+25		5	1
TF 71	n-p-n	ОБ	75	+30	+25		5	1
TF 72	n-p-n	ОБ	50	+30	+25		5	1
GET 3	p-n-p	ОБ	50	—12	—50	60	—6	—1
GET 6	p-n-p	ОБ	50	—12	—50	60	—6	—1

$\frac{\alpha}{\alpha_{oe}}$	γ дб	r_{11} ом	r_{22} ком	F_0 дб	f_α кгц	Страна
0,95		$h_{11} < 50$ ом	$h_{22} = 3{,}3$ мкс	33	1000	СССР
0,95		$h_{11} < 50$ ом	$h_{22} = 3{,}3$ мкс	33	1600	СССР
0,952		$h_{11e} < 3{,}6$ ком	$h_{22e} < 53$ мкс	< 15	$f\alpha_e = 15$	ГФР
0,968		$h_{11e} = 1{,}5$ ком	$h_{22e} = 200$ мкс	< 15	$f\alpha_e = 10$	ГФР
$\alpha_{oe} > 15$				< 15	$f\alpha_e = 8$	ГФР
$\alpha_{oe} = 36$					300	ГФР
$\alpha_{oe} = 16$					200	ГФР
$\alpha_{oe} > 50$					> 2,5 Мгц	ГФР
$h_{21e} > 45$					7,5 Мгц	ГФР
$h_{21e} > 25$					> 3 Мгц	ГФР
$h_{21e} > 60$					> 40 Мгц	ГФР
—		$У_{21} = 8{,}5$ ма/в			100 Мгц	ГФР
> 0,9	> 28	$h_{11} < 45$ ом	$h_{22} < 0{,}5$ мкс	< 25	> 200	ГДР
> 0,95	> 30	$h_{11} < 20$ ом	$h_{22} < 0{,}5$ мкс	< 25	> 300	ГДР
> 0,9				< 25	250	ГФР
0,96				< 25	400	ГФР
0,985				< 25	500	ГФР
0,98	40	$r_e = 25$ ом $r_b = 400$ ом $r_k = 2000$ ком		< 9	1500	Англ.
0,98	40	$r_e = 25$ ом $r_b = 400$ ом $r_k = 2000$ ком		< 6	1500	Англ.

13. ТЕХНИКА УСИЛИТЕЛЕЙ НА ТРАНЗИСТОРАХ

В главах 6.0—11.0 подробно описываются свойства транзисторов. В последних главах мы приводим основные типы электронных приборов, в которых могут быть применены транзисторы, и одновременно с тем указываем схемы для их включения. Более или менее — это принципиальные схемы, так как для подробного рассмотрения отдельных схем требуется значительно бо́льший объем книги. Поэтому последующие главы следует принимать как дополнение к основным изложениям, описанным в предыдущих главах.

13.1 ЦЕПИ СМЕЩЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

При питании транзистора следует учитывать два обстоятельства:

а) каким образом можно получить требуемые токи или напряжения смещения соответствующих электродов,

б) каким образом выполнить температурную стабилизацию определенной рабочей точки.

13.11 УСТАНОВКА РАБОЧЕЙ ТОЧКИ

Положение рабочей точки усилителей выбирается в зависимости от требований, предъявляемых к усилителю подобно тому, как это бывает у электровакуумных ламп. В основном следует стремиться к тому, чтобы при данной амплитуде сигнала транзистор работал в линейной области выходных характеристик, чтобы при этом не была превышена его допустимая рассеиваемая мощность и чтобы были учтены шум и искажение транзистора, которые находятся в зависимости от положения рабочей точки [4].

Один из способов установки рабочей точки, определяемой напряжением U_k и током I_k, заключается в том, что включают источник постоянного напряжения E последовательно с сопротивлением нагрузки R_z и с сопротивлениями эмиттера и коллектора,

как это изображено на *рис. 309а*. На *рис. 309б* на выходной характеристике транзистора для этого случая обозначено положение линии нагрузки. Линия нагрузки имеет крутизну R_z и пересекает ось напряжений в точке, соответствующей напряжению питания E. Положение рабочей точки на линии нагрузки определяется

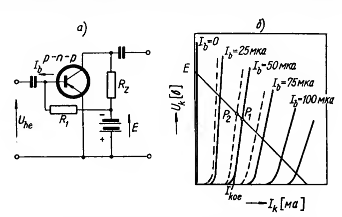


Рис. 309. Питание транзистора так называемым постоянным смещением: *а)* электрическая схема, *б)* рабочая характеристика

соответствующей величиной тока базы. Для нормальной функции изображенного транзистора p-n-p-типа необходимо, чтобы потенциал базы по отношению к эмиттеру был отрицательный и чтобы через базу протекал требуемый ток I_b. Согласно рисунку будет

$$R_1 = \frac{E - U_{eb}}{I_b} \qquad (13-1)$$

$$I_{ke} = I'_{koe} + \frac{U_{ke}}{r_d} + \alpha_{oe} I_b = I'_{koe}(1 + \alpha_{oe}) + \alpha_{oe} I_b + \frac{U_{ke}}{r_d}, \qquad (13-1a)$$

где r_d наклон соответствующей прямой выходной характеристики транзистора. Падение напряжения U_{eb} бывает более чем в 10 раз меньше напряжения источника E, поэтому можно написать, что

$$R_1 \cong \frac{E}{I_b} \qquad (13-2)$$

Недостаток этого способа установки рабочей точки заключается в том, что рабочая точка очень чувствительна к изменениям

в транзисторе и к замещению одного транзистора другим. Это на первый взгляд видно из *рис. 309б*, где пунктиром изображены выходные характеристики другого замещающего транзистора. Из рисунка видно, что при замене транзистора рабочая точка P_1 смещается в точку P_2. Аналогичное смещение рабочей точки происходит вследствие изменения характеристик транзистора в зависимости от температуры. Из вышесказанного следует, что наиболее выгодным питанием транзистора бывает такое, при котором положение рабочей точки устанавливается автоматически при

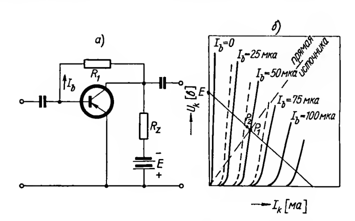


Рис. 310. Питание транзистора так называемым автоматическим смещением: *а)* электрическая схема, *б)* рабочая характеристика

каждом изменении характеристики, которое происходит либо под влиянием изменения температуры, либо под влиянием замены одного транзистора другим. Такая схема изображена на *рис. 310а*, а на *рис. 310б* изображены соответствующие характеристики.

Схема действует следующим образом: если, например, напряжение коллектора U_k имеет тенденцию падать, то упадет и ток базы I_b, если же напряжение коллектора возрастает, то одновременно повышается и ток базы. Это может случиться, например, при замене одного транзистора другим или вследствие влияния температуры. В результате рабочая точка смещается по линии нагрузки значительно меньше, чем в первом случае. Величина сопротивления R_1 определяется уравнением

$$R_1 = \frac{U_k - U_{eb}}{I_b} \cong \frac{U_k}{I_b} \qquad (13-4)$$

Этот метод питания особенно выгоден в тех случаях, когда сопротивление нагрузки сравнительно велико, как это бывает, например, у усилителя с реостатной связью. При трансформаторной связи одновременное стабилизирующее действие этой схемы мало и питание в этом случае происходит через сопротивление, включенное последовательно с эмиттером. Ввиду того что сопротивление R_1 вносит определенную отрицательную обратную связь с выходного контура во входной контур и что величина этой обратной связи зависит от величины сопротивления нагрузки транзистора, т. е.

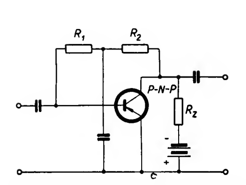


Рис. 311. Исключение обратной связи при автоматическом смещении транзистора

Рис. 312. Значение тока I'_{ko} и сопротивления r_d.

с увеличением сопротивления нагрузки увеличивается и обратная связь, то можно эту обратную связь исключить, применив схему, изображенную на *рис. 311*; в этом случае сигнал с выходного контура не попадет на базу.

13.12 СТАБИЛИЗАЦИЯ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ

В разделе 7.6 мы говорили о влиянии температуры на электрические свойства транзистора и упомянули о подавлении этого влияния посредством определенных стабилизирующих схем. В том же разделе приведены и уравнения для расчета стабилизирующих сопротивлений при данной рабочей точке и при данном сопротивлении нагрузки R_z.

Определенная стабилизация рабочей точки по отношению к температурной зависимости тока I_{ko} получается также и при применении автоматического смещения базы, как об этом было сказано в предыдущей главе. Изменения тока коллектора I_k в за-

висимости от тока I_{ko} (см. *рис. 312*) при постоянном смещении определены уравнением

$$\frac{dI_k}{dI'_{ko}} = \frac{1+\alpha_{oe}}{1+R_z/r_d}\,;\ r_d = \operatorname{tg}\alpha \tag{13—5}$$

Изменения тока коллектора I_k в зависимости от тока I_{ko} бывают при автоматическом смещении меньше, а именно согласно уравнению

$$\frac{dI_k}{dI'_{ko}} = \frac{1+\alpha_{oe}}{1+\alpha_o\dfrac{R_z}{R_1+R_z}+\dfrac{R_z}{r_d}} \tag{13—6}$$

Это значит, что в обычных случаях питание транзисторов может быть исполнено согласно разделу 13.11 и только в более требовательных случаях прибегают к полной температурной стабилизации согласно разделу 7.6.

Кроме упомянутых схем питания транзисторов посредством одной батареи, можно их питать раздельно от двух батарей — для эмиттера и для коллектора (см. *рис. 278*, *279*, *280*).

При питании транзисторов следует учитывать то, что первичными величинами у них бывают токи. Поэтому их следует питать от источников с постоянными токами. Наиболее простой способ получения такого источника заключается в включении большого сопротивления последовательно с источником напряжения.

Принимая во внимание неустойчивость точечных транзисторов в режиме короткого замыкания, необходимо всегда включать такое сопротивление, тогда как у плоскостных транзисторов это делается только на стороне эмиттера, да и то не всегда. Однако при питании эмиттера от источника постоянного тока получается лучший коэффициент полезного действия. Сопротивления, включаемые последовательно с источником, должны быть на один порядок больше, чем входные или выходные сопротивления транзистора.

В качестве примера произведем расчет схемы транзистора p-n-p-типа, у которого $\alpha_{oe} = 50$, $r_d = 20$ ком, $I_{ko} = 5$ мка; напряжение батареи 15 в; положение рабочей точки: $U_k = 6$ в и $I_k = 2$ ма [2].

Сначала из уравнения (13—1а) рассчитаем необходимый ток базы I_b

$$I_{ke} = I'_{ko}\,(1+\alpha_{oe}) + \alpha_{oe} I_b + \frac{U_{ke}}{r_d}$$

$$2\,.\,10^{-3} = 5\,.\,10^{-6}\,(1+50) + 50\,I_b + 6/2\,.\,10^4,$$

откуда $I_b = 29$ мка.

Для постоянного смещения получим согласно уравнению (13—2)

$$R_1 \cong E/I_b = 150/29 \,.\, 10^5 = 517 \text{ ком}$$

Для автоматического смещения получим согласно уравнению (13—3)

$$R_1 = U_{ke}/I_b = 60/29 \,.\, 10^5 = 200 \text{ ком}$$

Изменение тока коллектора в зависимости от изменения тока I_{ko} рассчитывается согласно уравнениям (13—5) и (13—6).

13.2 ОДНОКАСКАДНЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Уже во вступлении об усилителях на транзисторах мы подчеркнули, что транзистор представляет собой прежде всего усилитель тока и мощности; это следует иметь в виду даже тогда, когда речь идет о транзисторных усилителях напряжения. Следовательно, усилитель напряжения в том смысле, как мы его знаем по электровакуумным лампам, у транзисторов не существует. Если же мы говорим об усилителе напряжения, то всегда должны учитывать определенный ток во входной цепи.

Для однокаскадного усилителя можно применить любую схему, приведенную в главе 9.0, где были также приведены выражения, по которым можно судить, как следует поступать при проектировании однокаскадного усилителя, предназначенного либо для большого усиления напряжения, либо для усиления мощности. В качестве дополнения на *рис. 313* изображены различные способы исполнения входной и выходной цепей при питании от двух отдельных источников и при питании от одного источника [3]. Из рисунка видно, что связь транзистора на входе и на выходе может быть ёмкостной, трансформаторной и непосредственной. Ёмкостная связь применяется в том случае, если источник сигнала имеет сопротивление приблизительно равное входному сопротивлению транзистора или меньше него и если импеданс последующего каскада или нагрузки будет приблизительно равен или больше, чем выходное сопротивление транзистора. Например, угольный микрофон можно подключить непосредственно ко входу транзистора с ёмкостной связью, тогда как звукосниматель с высоким импедансом подключить нельзя; или например, ламповый вольтметр с большим входным сопротивлением можно подключить непосредственно к выходу транзистора, а телефон с малым импедансом не может быть включен в схеме ОБ.

Трансформаторная связь на входе или на выходе применяется в тех случаях, когда необходимо согласовать сопротивление источника или сопротивление нагрузки.

Непосредственная связь применяется при усилении постоянного тока или в том случае, если по каким либо причинам в схеме нельзя применить конденсатор связи или трансформатор. При непосредственной связи импеданс источника должен быть меньше или приблизительно одинаковым с входным сопротивлением транзистора, а на выходе сопротивление нагрузки должно быть приблизительно одинаково или больше, чем выходное сопротивление транзистора.

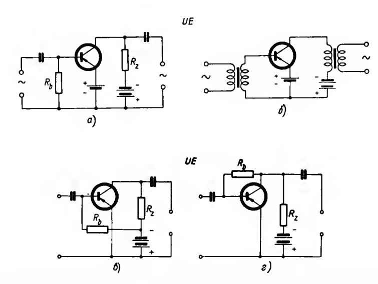


Рис. 313. Различные виды входной и выходной цепей однокаскадных усилителей на транзисторах, включенных по схеме с общим эмиттером

В некоторых случаях применения транзистора требуется включить последовательно с коллектором амперметр, телефон с большим сопротивлением, реле, громкоговоритель с большим сопротивлением или неоновую лампу. Это возможно осуществить только в том случае, если постоянная составляющая переменного выходного сигнала не может существенно сместить рабочую точку транзистора, т. е. тогда, когда внутреннее сопротивление постоянному току включенного прибора не будет настолько большим, чтобы оно могло значительно уменьшить напряжение коллектора.

В качестве примера однокаскадных усилителей на транзисторах приводим на *рис. 314* схему транзисторного миниатюрного усилителя для микрофона и на *рис. 315* схему вольтметра постоянного тока на транзисторе [5, 6, 7].

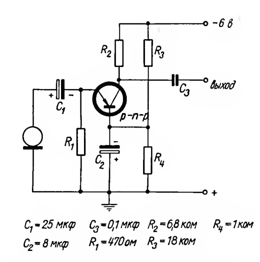


Рис. 314. Однокаскадный усилитель для динамического микрофона [5]

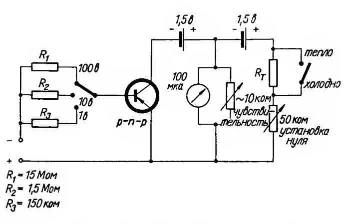


Рис. 315. Схема вольтметра постоянного тока на транзисторе [6, 7]

Усилитель для микрофона является примером усилителя с малым входным и с большим выходным сопротивлениями. Он пригоден в качестве элемента связи между микрофоном с малым сопротивлением и входом с большим сопротивлением, например, с усилителем на электровакуумных лампах. Величины конденсаторов определяются передаваемой частотой, а величины сопротивлений типом транзистора, стабилизацией рабочей точки и напряжением источника. Величины, приведенные на рисунке, относятся к транзистору OC70 (3 NU 70) при напряжении источника — 6 в. Согласно работе [5] этот усилитель может быть применен в полосе частот от 100 гц до 20 кгц; его усиление по напряжению составляет около 60 дб. Благодаря стабилизации, этот усилитель может работать при окружающей температуре до 45 °С. Для получения малого искажения импеданс микрофона должен быть в несколько раз больше, чем входной импеданс транзистора.

Функция вольтметра постоянного тока, собранного по схеме *рис. 315*, заключается в том, что для транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, достаточно очень малых токов, подключенных к базе. Нулевое положение измерительного прибора устанавливается при короткозамкнутом входе. Если нулевое положение не устанавливается, когда переключатель находится в положении «холодно», то его следует переключить в положение «тепло» и тогда можно будет установить нулевое положение измерительного прибора. Чувствительность устанавливают по известному напряжению, подключенному ко входу вольтметра. Для такого вольтметра может быть, например, применен транзистор 3 NU 70.

13.3 МНОГОКАСКАДНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

Многокаскадные усилители на транзисторах конструируются подобно усилителям на электровакуумных лампах. При этом можно применить любую схему — ОБ, ОЭ или ОК — конечно, необходимо учитывать электрические свойства, которые были описаны в главе 9. Количество ступеней усилителя на транзисторах ограничено шумом. Для многокаскадных усилителей на транзисторах наиболее пригодна схема с общим эмиттером, так как она имеет благоприятные входные и выходные импедансы и большое усиление по мощности. Схема с общим коллектором может быть применена в том случае, когда необходимо получить согласование импеданса без применения трансформатора, или тогда, когда требуется иметь большое входное сопротивление. Сравнительно большая разница величин входного и выходного сопроти-

влений в схеме ОБ служит причиной того, что эта схема для многокаскадных усилителей применяется редко, а применяется в большинстве случаев для усилителей с трансформаторной связью. Самой распространенной схемой является схема с общим эмиттером, причем применяется реостатная связь.

13.31 УСИЛИТЕЛЬ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Благодаря своей простоте, усилители с реостатной связью являются самым распространенным видом многокаскадных усилителей. Применение RC-связи между отдельными ступенями дает меньшее усиление в сравнении с усилителями с трансформаторной связью. При реостатной связи обычно следует применять на одну ступень больше, чем при трансформаторной связи. Коэффициент полезного действия усилителей с реостатной связью на транзисторах бывает больше, чем коэффициент полезного действия усилителей на электровакуумных лампах; это видно на первый взгляд из коллекторных характеристик транзисторов, линейная область которых начинается уже при малых значениях тока и напряжения.

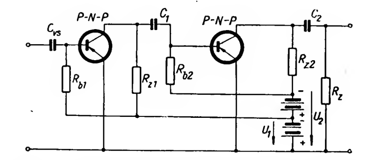
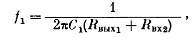


Рис. 316. Двухкаскадный усилитель на транзисторах с реостатной связью и с постоянным смещением

Однако при конструкции усилителей на транзисторах нужно учитывать, что между транзисторами и вакуумными лампами существует принципиальное различие, а именно, что входной импеданс транзистора последующей ступени мал и в значительной степени перегружает предыдущую ступень.

На *рис. 316* изображена схема двухкаскадного усилителя на транзисторах с реостатной связью и с постоянным смещением,

а на *рис. 317* изображена схема двухкаскадного усилителя на транзисторах с реостатной связью с автоматическим смещением. Нижний предел передаваемой частоты усилителя с реостатной связью определяется величиной конденсатора связи и сопротивлениями, с которыми конденсатор соединен. Уменьшение усиления на 3 дб при средних частотах происходит на частоте [2]:



$$f_1 = \frac{1}{2\pi C_1(R_{\text{вых}1} + R_{\text{вх}2})},$$

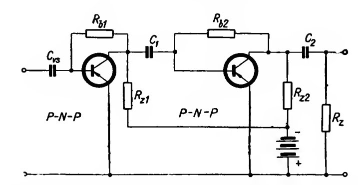


Рис. 317. Двихкаскадный усилитель на транзисторах с реостатной связью и с автоматическим смещением

где $R_{\text{вых}1}$ — выходное сопротивление первой ступени, а $R_{\text{вх}2}$ входное сопротивление второй ступени. Так как сопротивление $R_{\text{вых}1}$ всегда больше, чем сопротивление $R_{\text{вх}2}$, то падение напряжения зависит главным образом от него. В сравнении с величинами входных и выходных сопротивлений транзисторов в схеме ОБ и ОЭ конденсатор связи имеет сравнительно большую величину. Для получения хорошей частотной характеристики его ёмкость обычно составляет от 1 до 20 мкф. Падение усиления на высоких частотах связано с частотной зависимостью параметров транзисторов. Первостепенное значение здесь имеет уменьшение коэффи-

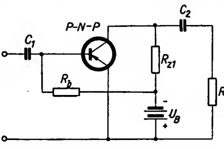


Рис. 318. Схема усилительной ступени на транзисторе с реостатной связью

циента усиления по току, а остальными влияниями сначала можно пренебречь. Каким же образом следует проектировать усилитель на транзисторах с реостатной связью? Приведем простой пример, когда транзистор работает в таком режиме, при котором не приходится учитывать перегиба выходных характеристик применяемого плоскостного транзистора, который происходит при малых напряжениях U_k или при высоких температурах. В этих случаях было бы необходимо более подробно рассмотреть схему или применить графический метод расчета. Обычно низкочастотные усилители с реостатной связью применяются в качестве предоконечных усилителей и этим определяются их сопротивление нагрузки R_z и допустимая амплитуда выходного тока I_k или напряжения U_o. Иногда бывает дано напряжение источника U_B (см. *рис. 318*). В таком случае будет

$$U_k = U_o = I_o R_z$$

$$U_k = U_B \frac{\frac{1}{R_{z1}}}{\frac{2}{R_{z1}} + \frac{1}{R_z}},$$

откуда получим искомое сопротивление R_{z1}

$$R_{z1} = R_z \left(\frac{U_B}{U_o} - 2 \right)$$

Ток покоя коллектора I_k определяется уравнением

$$I_k = \frac{U_o}{R_z} \cdot \frac{U_B - U_o}{U_B - 2U_o}$$

Сопротивление R_b определяется, согласно разделу 13.11, для требуемой рабочей точки, установленной на характеристике транзистора. Ошибка, вносимая включением сопротивления R_b в выходную цепь транзистора, будет пренебрежительно малой, ввиду того что I_b значительно меньше, чем I_k. Усиление по току одной усилительной ступени определяется уравнением

$$\alpha = \alpha_e \frac{1/R_z}{1/R_z + 1/r_d + 1/R_{z1}},$$

где $r_d = r_k - r_m$ или $$\alpha = \alpha_{oe} \frac{1}{1 + \frac{U_o}{U_B - 2U_o} + \frac{R_z}{r_d}}$$

Если $r_d \gg R_z$, то

$$\alpha = \alpha_{oe} \frac{U_B - 2U_o}{U_B - U_o}$$

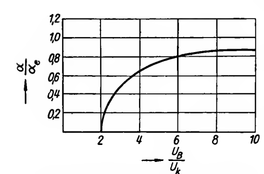


Рис. 319. Зависимость усиления по току от величины напряжения источника и напряжения коллектора [27]

Зависимость выражения α/α_{oe} от отношения $U_B/U_o = U_B/U_k$ изображена на *рис. 319*.

Как из этого видно, важно, чтобы отношение U_B/U_k находилось в пределах от 4 до 6.

При более точном ограничении линейности выходных характеристик следует руководствоваться тем, что размах амплитуды U_o не должен быть равным U_k, но и не должен стать меньше определенной величины U_m; ввиду этого

$$U_k = U_o + U_m$$

$$I_k = I_o + I_m$$

Сопротивление R_{z1} определяется из уравнения

$$R_{z1} = R_z \frac{U_B - 2U_k + U_m}{U_k - U_m + I_m R_z}$$

Все вышесказанное справедливо для постоянного смещения, в остальных же случаях, в частности при учете стабилизации рабочей точки, необходимо сделать подробные соответствущие расчеты по эквивалентной схеме.

13.32 УСИЛИТЕЛИ С ТРАНСФОРМАТОРНОЙ СВЯЗЬЮ

Усилители с трансформаторной связью были единственным правильным решением для применения точечных транзисторов, так как в основном эти транзисторы могли быть применены в схеме ОБ, в которой было необходимо преобразовать высокий импеданс одной ступени на низкий импеданс последующей ступени.

Трансформаторная связь в усилителях на плоскостных транзисторах в настоящее время применяется только в тех случаях,

когда требуется получить либо большой коэффициент полезного действия, либо большое усиление. Большой коэффициент полезного действия этих усилителей с трансформаторной связью получается благодаря тому, что его элементы связи не вносят таких больших потерь, какие возникают в усилителях с реостатной связью. Большое усиление усилителей с трансформаторной связью объясняется тем, что согласование выходного импеданса транзистора с входным импедансом последующей ступени (а это является необходимым условием для получения наибольшего усиления) осуществляется легко.

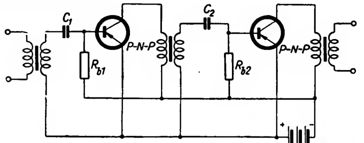


Рис. 320. Двухкаскадный усилитель на транзисторах с трансформаторной связью и с постоянным смещением базы

На *рис. 320* изображена схема двухкаскадного усилителя на транзисторах с трансформаторной связью. Согласование первичной или вторичной обмоток трансформатора определено уравнениями (7—6). Ввиду того что выходные импедансы получались бы довольно высокими, то для транзисторов типов 3 NU и 4 NU делают обычно импеданс вторичной обмотки около 1 ком, а импеданс первичной обмотки от 10 до 40 ком. Первичная обмотка входного трансформатора и вторичная обмотка выходного трансформатора определяются импедансом, к которому подключается усилитель.

Падение усиления на низких частотах происходит вследствие малой индуктивности первичной обмотки трансформатора, а падение усиления на высоких частотах создается уменьшением коэффициента усиления по току транзистора и индуктивностью рассеяния между первичной и вторичной обмотками трансформатора связи. Частотные свойства усилителей с трансформаторной связью обычно бывают хуже свойств усилителей с реостатной связью. Следует учитывать также то, что трансформаторы дороже RC-элементов и что их цепи более сложны.

Многокаскадные усилители, собранные на транзисторах по любой схеме (ОБ, ОК или ОЭ), могут иметь и непосредственную связь между отдельными ступенями. Особенность транзисторов заключается в том, что при этой связи можно выгодно использовать существование транзисторов p-n-p-типа и n-p-n-типа, у которых одинаковые электрические параметры, но обратная поляр-

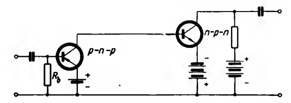


Рис. 321. Двухкаскадный усилитель с непосредственной связью на транзисторах с различными типами переходов [18]

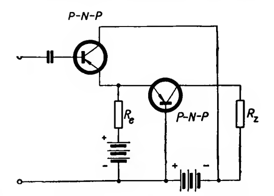


Рис. 322. Усилитель с непосредственной связью на транзисторах с одина ковыми типами переходов [3]

ность источников питания. На *рис. 321* изображена схема двухкаскадного усилителя на транзисторах, причем один транзистор p-n-p-типа, а другой n-p-n-типа. Из схемы видно, что ток, усиленный первым транзистором, течет через эмиттер второго транзистора и затем усиливается. Полярность, изображенная на схеме, не позволяет применять непосредственную связь у транзисторов оди-

накового типа. В таких случаях применяют любое параллельное питание, причем в отдельных ступенях приходится применять различные схемы включения транзисторов. На *рис. 322* в качестве примера изображена схема такого усилителя с непосредственной связью, причем один транзистор включен по схеме с общим эмиттером, а другой по схеме с общей базой.

13.34 ДВУХТАКТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Схемы двухтактных усилителей на транзисторах применяются очень часто, потому что такой усилитель дает возможность получать большой размах амплитуды выходного сигнала даже при малом напряжении питания коллектора. Это выгодно для переносных низкочастотных усилителей, в которых применение малых напряжений на выходных электродах имеет много преимуществ. Эти усилители отличаются также малым искажением по отношению к динамике музыкальных передач. У обычных усилителей при больших токах (даже при автоматической регулировке усиления) искажение происходит как раз вследствие того, что применяют малые напряжения на коллекторе. У двухтактных усилителей при малых напряжениях питания надо применять транзисторы, у которых не имеется первичного искажения, вносимого уменьшением коэффициента усиления по току с увеличением тока эмиттера, как об этом было сказано в разделе 7.7. В остальном двухтактные усилители на транзисторах имеют те же преимущества, какими обладают двухтактные усилители на электровакуумных лампах: непосредственное питание, исключение четных гармонических, большой коэффициент полезного действия особенно в классе B.

В основном для транзисторов можно применить четыре схемы двухтактных усилителей. Две из них построены на транзисторах одного и того же типа, остальные две содержат один транзистор p-n-p-типа, а другой n-p-n-типа [2, 3, 8]. Эти схемы изображены на *рис. 323*. На *рис. 323а* изображена схема обычного двухтактного усилителя, у которого транзисторы имеют параллельное питание, а переменный сигнал снимается с транзисторов, включенных последовательно. В этой схеме как в схемах на электровакуумных лампах надо применять инвертирование фаз. На *рис. 323б* транзисторы питаются последовательно, а переменный сигнал снимается с сопротивления нагрузки параллельно с обоих транзисторов. В этой схеме входные сигналы транзисторов должны быть взаимно смещены на 180°. Величина сопротивления нагрузки в данном случае в четыре раза меньше сопротивления на-

грузки в схеме, изображенной на *рис. 323а*. Благодаря тому, что сопротивление нагрузки мало, можно в качестве нагрузки включить звуковую катушку динамического громкоговорителя. Двухтактный усилитель с транзисторами двух типов требует, чтобы на входе каждого транзистора сигналы находились в одной фазе.

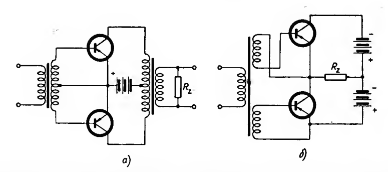


Рис. 323. Двухтактные усилители на транзисторах одного типа переходов: *а)* двухтактный усилитель с параллельным включением транзисторов, *б)* двухтактный усилитель с последовательным включением транзисторов

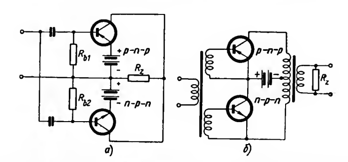


Рис. 324. Двухтактные усилители на транзисторах различных типов: *а)* параллельное питание, *б)* последовательное питание

Следовательно, в данном случае отсутствует фазоинвертор. На *рис. 324а* изображена наиболее распространенная схема, из которой видно, что в ней отсутствуют фазоинвертор и выходной трансформатор; однако здесь необходимо применить батарею с двухкратным напряжением и со средним отводом. Кроме того, симметричное включение транзисторов требует, чтобы их характеристики не имели больших разбросов.

Инвертирование фазы можно исполнить также и посредством транзистора, причем следует иметь ввиду, что транзистор инвертирует фазу только в схеме с общим эмиттером, а остальные схемы для целей инвертирования не применимы. На *рис. 325* изображена схема на транзисторе для инвертирования фазы. Транзистор включен в схему стабилизирующего моста, который образован сопротивлениями R_1, R_2, R_3 и R_4; переменный сигнал подключается к зажимам 1—2. На сопротивлении R_1 сигнал имеет обратную фазу. Для того чтобы на выходе фазоинвертора был одинаковый импеданс, надо между его эмиттером и базой выходного транзистора включить уравнивающее сопротивление R_5. Несимметричность выходного тока корректируется сопротивлением нагрузки эмиттера, которое должно быть больше, чем сопротивление R_1.

13.4 ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

При проектировании высокочастотных усилителей необходимо учитывать все то, что было сказано о свойствах транзисторов в разделе 7.8. Кроме того, необходимо иметь ввиду, что для расчетов этих усилителей нельзя применять ни статические характеристики, ни уравнения для определения параметров r_{ik} или h_{ik}, которые были выведены в разделе 6.6. Уравнения, определяющие основные параметры усилителей на транзисторах, были выведены в главе 7 в предположении, что сопротивления транзисторов будут активными.

В отличие от электровакуумных ламп не одни только межэлектродные ёмкости ограничивают частотные свойства транзистора, но существуют еще и другие причины, как например, динамические ёмкости, создаваемые при прохождении тока неосновных носителей от эмиттера в базу.

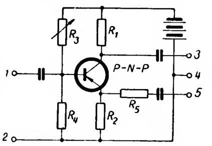


Рис. 325. Фазоинвертор на транзисторе [2]

Таким образом, для расчета высокочастотного усилителя лучше всего воспользоваться соответствующей эквивалентной схемой, в которой учитываются все вышеупомянутые факторы. В эквивалентной схеме должны быть однозначно обозначены активные и реактивные составляющие сопротивлений, чтобы была исключена всякая дальнейшая частотная зависимость отдельных эле-

ментов эквивалентной схемы. В разделе 6.2 была приведена такая эквивалентная схема. Что касается частотного предела высокочастотных усилителей на транзисторах, следует иметь ввиду, что в настоящее время у транзисторов нельзя достичь таких частот, как у электровакуумных ламп; поэтому прежде чем будут внедрены в производство высокочастотные триоды, очень часто приходится применять в высокочастотных усилителях кристаллические тетроды. Ниже мы произведем анализ высокочастотных усилителей согласно работе [2].

Высокочастотные усилители разделяются на резонансные усилители (узкополосные) и широкопослоные усилители. Для узкополосных усилителей требуются контуры связи с высоким Q, а для широкополосных усилителей — с низким Q. Усилители на транзисторах, имеющие эффективный коэффициент добротности Q больше чем 10, рассматриваются как узкополосные усилители. Следовательно, необходимо иметь ввиду, что контуры связи, даже и с большим Q, после включения транзистора будут очень перегружены, вследствие того что входные сопротивления транзисторов малы. При применении элементов связи в высокочастотных усилителях необходимо учитывать возможность возникновения генерации. В этом отношении точечные транзисторы особенно отличаются от плоскостных. Это происходит из-за различия фаз тока и напряжения этих транзисторов. Точечные транзисторы легко приходят в неустойчивое состояние особенно в тех случаях, когда вывод базы соединен с каким-нибудь внешним сопротивлением. Ввиду этого в контурах связи следует применять такие элементы, чтобы результирующий импеданс был положительным и бóльшим, чем отрицательное сопротивление (если такое имеется) на зажимах транзистора, к которым подключается контур связи. Преобладание импеданса контура связи должно быть соблюдено во всей рабочей области усилителя. По этой причине, например, в резонансных высокочастотных усилителях на точечных транзисторах применяют последовательный резонансный контур связи, а в усилителях на плоскостных транзисторах применяют обычный параллельный резонансный контур связи.

13.41 УЗКОПОЛОСНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Конструкция такого усилителя заключается собственно говоря, в определении подходящих элементов контура связи при соблюдении требуемой избирательности и необходимого согласования выхода первого транзистора со входом последующего транзистора. При этом должны быть известны выходное сопротивление

первого транзистора и входное сопротивление второго; эти сопротивления мы определим как согласованные сопротивления для заданного усиления по мощности соответствующего транзистора. Мы не будем здесь подробно рассматривать отдельные контуры связи, которые применяются в высокочастотных усилителях с плоскостными транзисторами. Эти контуры связи изображены на *рис. 326*.

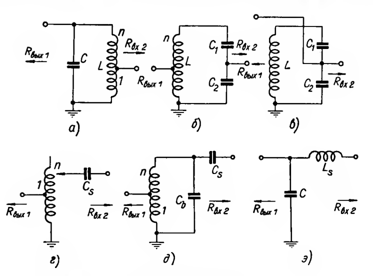


Рис. 326. Различные виды контуров связи высокочастотных усилителей на транзисторах [2]

Если известны выходное сопротивление первого транзистора $R_{вых}$, входное сопротивление второго транзистора $R_{вх2}$, частота f_0, добротность $Q = f_0/\Delta f$, то можно вычислить все величины отдельных элементов связи. При этом ёмкостные составляющие входных и выходных сопротивлений транзисторов обычно рассматриваются как элементы контура связи, как это изображено на *рис. 327*.

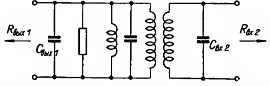


Рис. 327. Соотношение на входе и выходе контура связи высокочастотного усилителя на транзисторах [2]

Если мы выберем величины L и Q, то для *рис. 326д* получим

$$C = 1/L\omega_o^2\,; \quad C_b = C - C_s$$

$$C_s = C_m \sqrt{C/C_t}\,; \; n = \sqrt{1/\left(\frac{C}{C_t} - 1\right)}\,; \qquad (13-7)$$

коррекция для $C_{\text{вых}1}$ будет $C_b' - C_b - C_{\text{вых}1}/n^2$.

В качестве примера рассчитаем контур связи, изображенный на *рис. 326д* для усилителя промежуточной частоты 455 кгц и для ширины полосы пропускания 15,7 кгц. Выходное сопротивление первого транзистора составляет 6 ком, а входное сопротивление второго транзистора 60 ом. Согласно уравнению (13—7) при $L = 300$ мкгн и $Q_L = 150$ будет

$$Q \;= f_o/\Delta f = 455/17{,}5 = 29$$

$$C_t \;= Q/\pi f_o R_{\text{вых}1} = 29/\pi\,.\,455\,000\,.\,6\,.\,10^3 = 3360\,\text{пф}$$

$$C \;= 1/L\omega_o^2 = \frac{1}{3\,.\,10^{-4}\,.\,4\pi^2\,455^2\,.\,10^6} = 430\,\text{пф}$$

$$C_m = \frac{1}{2\,.\,\pi\,455\,.\,10^3 \sqrt{36\,.\,10^4}} = 580\,\text{пф}$$

$$C_s \;= 580\sqrt{\frac{430}{3360}} = 210\,\text{пф}$$

$$C_b \;= C - C_s = 220\,\text{пф}$$

$$R_L = Q_L \omega L = 2\pi\,455\,.\,10^3\,.\,150\,.\,3\,.\,10^{-4} = 130\,\text{ком}$$

$$k \;= R_{\text{вых}}/R_L = 6000/130\,000 = 0{,}046$$

$$n \;= 3{,}5$$

В некоторых случаях бывает недостаточно рассчитать простые контуры связи, какие изображены на *рис. 326*, а именно в тех случаях, когда требуется большая избирательность. Тогда применяют связь двух резонансных контуров подобно тому, как это бывает у электровакуумных ламп.

В схемах на точечных транзисторах, у которых может возникнуть нестабильность, обычно применяют резонансные контуры, включенные последовательно. На *рис. 328* изображен простой случай контура связи, который состоит из сопротивления R конденсатора C и индуктивности L, включенных последовательно. Резонансный контур рассчитывают таким образом, чтобы его наименьшее резонансное сопротивление было больше, чем сопротивление, которое необходимо для стабильности применяемого

точечного транзистора. Но это значит, что приходится удовлетвориться компромиссом между избирательностью и величиной наименьшего сопротивления применяемого контура связи. В качестве примера рассчитаем контур связи для усилителя промежуточной частоты 455 кгц, собранного на точечном транзисторе по

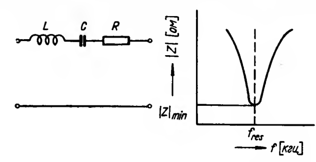


Рис. 328. Простой последовательный резонансный контур высокочастотного усилителя на точечном транзисторе [2]

схеме с общей базой; причем из условия стабильности следует, что наименьшее сопротивление контура связи должно составлять 300 ом. Избирательность дана добротностью $Q = 30$. Из уравнения для определения Q найдем требуемую величину L:

$$L = \frac{QR_1}{\omega_0} = \frac{30 \cdot 300}{2\pi \cdot 455 \cdot 10^3} = 3{,}15 \text{ мгн},$$

а C будет

$$C = 1/\omega_0{}^2 \cdot L = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 455^2 \cdot 10^6 \cdot 3{,}15 \cdot 10^{-3}} = 40 \text{ пф}$$

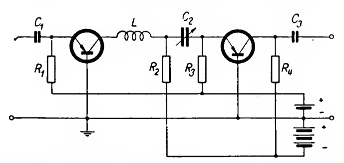


Рис. 329. Двухкаскадный высокочастотный усилитель на точечных транзисторах [3]

Практическая схема такого двухкаскадного высокочастотного усилителя на точечных транзисторах изображена на *рис. 329*. Если требуется расширить схему еще на одну ступень, то она подключается вместо оконечного *RC*-элемента, причем применяется такой же контур связи, какой находится между двумя первыми ступенями.

13.42 ШИРОКОПОЛОСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

В сравнении с узкополосными усилителями на транзисторах, которые были описаны в предыдущем разделе, широкополосные усилители должны вообще проектироваться с иной точки зрения. Однако можно воспользоваться результатами предыдущего раздела, если мы будем предполагать, что широкополосный усилитель состоит из нескольких каскадов узкополосных усилителей. Затем для получения желаемой частотной характеристики можно дополнительно применить корректирующие и компенсирующие элементы.

Можно сконструировать широкополосный усилитель из отдельных узкополосных усилителей таким образом, что его средняя частота и частотная характеристика будут такими, что после наложения частотных характеристик отдельных ступеней в ре-

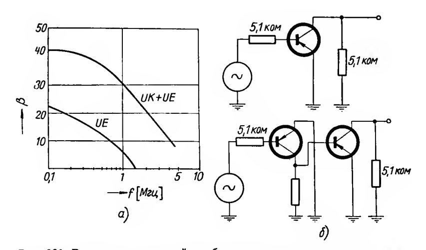


Рис. 330. Влияние подходящей комбинации основных схем включения транзистора на частотный диапазон усилителя:
а) частотная характеристика схем, изображенных под обозначением *б)*, *б)* электрическая схема ОЭ и ОК + ОЭ

зультате получится общая частотная характеристика, занимающая широкую область частот. Другой способ конструкции широкополосного усилителя состоит в том, что применяют три основные схемы включения транзисторов. На *рис. 330а* изображены частотные характеристики усилителя на транзисторах, включенных только по одной схеме с общим эмиттером, а на *рис. 330б* изображены частотные характеристики усилителя на транзисторах, включенных по различным схемам — с общим коллектором и с общим эмиттером.

13.43 КОМПЕНСАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Как известно, частотная характеристика электровакуумных ламп может быть выравнена на высших частотах посредством соответствующих элементов; точно также зто можно сделать и у транзисторов. С этой целью чаще всего включают индуктивность последовательно с сопротивлением нагрузки, благодаря чему усиление возрастает с частотой. Другой способ заключается в применении отрицательной обратной связи. Обратная связь может быть исполнена таким образом, что она наиболее сказывается на низких частотах; следовательно, в области низких частот усиление (ср. раздел 13.5) уменьшится, а в области высоких частот останется на прежнем уровне; таким образом, частотная характеристика станет более ровной.

На *рис. 331* изображена характеристика видеоусилителя на транзисторах, включенных по схеме ОК—ОЭ без компенсации и с компенсацией посредством RC-элемента обратной связи в цепи эмиттера транзистора, включенного по схеме с общим змиттером. Из кривых видно, что общее усиление видеоусилителя уменьшилось, но зато частотная характеристика стала почти ровной до 3 Мгц. Увеличение частотного диапазона высокочастотного усилителя зависит от возможности увеличения частотной области самого транзистора. Этого можно достичь подходящей нейтрализацией, как это описано в разделе 7.8.

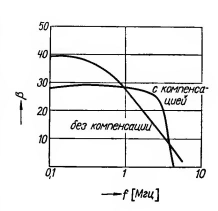


Рис. 331. Частотная характеристика двухкаскадного видеоусилителя с компенсацией посредством обратной связи и без компенсации

13.5 ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ ТРАНЗИСТОРА

В главе об эквивалентной схеме транзистора мы познакомились с особым видом связи между выходной и входной цепями транзистора, которая была создана сопротивлением r_b. Наряду с этой связью у транзистора существует еще другая связь, которая проявляется главным образом в области высоких частот за счет ёмкости между эмиттером и коллектором. В обоих случаях имеет место определенный вид обратной связи за счет внутренних свойств транзистора, т. е. за счет наличия его вышеупомянутых параметров r_b и C_{ek}. Внутренние обратные связи действуют очень неблагоприятно, так как уменьшают усиление транзистора как на низких, так и на высоких частотах, а также уменьшают стабильность; у точечных транзисторов наглядным примером может служить сопротивление r_b, так как в данном случае имеет место положительная обратная связь. Принципы обратной связи будут нами рассмотрены по работам [10—13].

Прежде чем говорить об этой обратной связи, необходимо подчеркнуть, чем она принципиально отличается от обратной связи, вводимой в схемах на электровакуумных лампах. Электровакуумная лампа по существу является усилителем напряжения, тогда как транзистор представляет собой усилитель тока и мощности. В отношении обратной связи это значит, что у вакуумных ламп речь будет идти прежде всего об обратной связи по напряжению, а у транзисторов — об обратной связи по току. Однако последняя создает в выходной цепи уменьшение мощности, отдаваемой транзистором.

Ввиду этих обстоятельств, необходимо учитывать коэффициент обратной связи по току, а не по напряжению, как это следует делать у электровакуумных ламп. На *рис. 332* схематически изображены соотношения при такой обратной связи. При этом ζ обозначает коэффициент, выражающий часть тока, которая возвращается с выхода в цепь обратной связи, буквой η обозначен коэффициент, выражающий часть тока, которая попадает из цепи обратной связи на вход транзистора. Согласно *рис. 332* будет

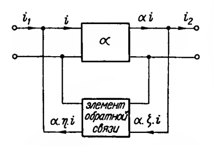


Рис. 332. Схема усилителя транзистора с обратной связью:

$$i_2 = \alpha i - \alpha\zeta i = \alpha i(1 - \zeta)$$

$$i = i_1 + \alpha\eta i\ ,$$

откуда получим уравнение

$$\alpha' = i_2/i_1 = \frac{\alpha i(1-\zeta)}{i(1-\alpha\eta)} = \frac{\alpha(1-\zeta)}{1-\alpha\eta} \qquad (13-13)$$

Чаще всего бывает $\eta = \zeta$, вследствие чего будет

$$\alpha' = \frac{\alpha(1-\zeta)}{1-\alpha\zeta}. \qquad (13-14)$$

При сравнении этого выражения с выражением для усиления при обратной связи вакуумной лампы:

$$A' = \frac{A}{1-\zeta A}$$

видно, что у транзистора с обратной связью усиление умножено еще на член $(1-\zeta)$, что происходит потому, что цепь обратной связи нагружает, собственно, выходную цепь транзистора. Для усилителя с большим усилением по току, у которого

$$|\alpha\zeta| \gg 1$$

можно выражение, определяющее усиление при обратной связи, преобразовать в уравнение

$$\alpha'' = -\frac{1-\zeta}{\zeta} \qquad (13-15)$$

Это значит, что усиление по току такового усилителя зависит только от коэффициента обратной связи ζ. Исключение собственного усиления по току транзистора из приведенного выше выражения значит, что этим устраняются и все изменения, зависящие от изменений коэффициента усиления по току α_0. Особенно это имеет значение в том отношении, что у транзисторов изменение усиления бывает различно. Вследствие того что результирующее усиление зависит только от величин цепи обратной связи, то при большом значении выражения $\alpha\zeta$ усилитель будет очень стабильным. По этой же причине уменьшится и его амплитудное искажение.

Весьма важным вопросом усилителей с обратной связью является вопрос стабильности. Этот вопрос, с одной стороны, связан с тем, насколько стабильность основных параметров такого усилителя зависит от изменений температуры и от изменений, вносимых заменой отдельных транзисторов, с другой стороны, с тем, когда под влиянием обратной связи усилитель начнет генерировать.

Влияние обратной связи на изменение параметров будет ясно из уравнения, которое получим при делении di_2 на i_2:

$$\frac{di_2}{i_2} = \frac{1}{1 - \alpha\zeta} \cdot \frac{d\alpha}{\alpha},$$

где $d\alpha/\alpha$ — относительное изменение усиления по току без обратной связи, а di_2/i_2 — относительное изменение выходного тока при обратной связи. Следовательно, влияние обратной связи выражается коэффициентом $1/(1 - \alpha\zeta)$. В такой же мере, в какой обратная связь влияет на усиление по току, она влияет и на шум транзистора. Область стабильности транзисторного усилителя с обратной связью можно определить так, как это определяется для усилителя на вакуумных лампах, а именно с помощью кривых Найквиста. Если для выражения $\alpha\zeta$ построим в комплексной плоскости кривую Найквиста и если эта кривая будет содержать точку $-1 \pm j0$, то усилитель будет неустойчив. При низкой частоте, когда коэффициент усиления по току не рассматривается как комплексное выражение, усилитель становится генератором, если справедливо условие [1]

$$1 - \alpha\zeta = 0 \tag{13—16}$$

Таким образом, влияние обратной связи на усилитель сводится к следующему: посредством обратной связи можно сделать усилитель с постоянным усилением, которое не будет зависеть от определенной величины $\alpha\zeta$ и, следовательно, от примененного транзистора; далее, можно уменьшить его зависимость от изменений положения рабочей точки и уменьшить амплитудное искажение и шум, а именно в отношении $\dfrac{1 - \zeta}{1 - \alpha\zeta}$.

Усиление и фазный сдвиг между входным и выходным сигналами можно регулировать цепью обратной связи.

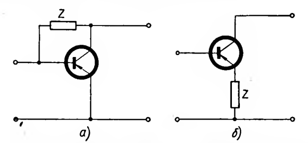


Рис. 333. **Виды обратной связи транзистора:**
а) параллельная обратная связь, *б)* последовательная обратная связь

Рассмотрим теперь какие виды обратной связи существуют у транзисторов. Посредством внешних элементов можно осуществить так называемые параллельную и последовательную обратные связи.

На *рис. 333а* изображена схема параллельной обратной связи транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Так как в этой схеме происходит инвертирование фазы на 180°, то действие обратной связи будет отрицательным. Она уменьшает усиление транзистора и его выходной импеданс. Эта обратная связь подобна обратной связи между сеткой и анодом электровакуумного триода. Последовательная обратная связь, изображенная на *рис. 333б*, подобна обратной связи, создаваемой у вакуумной лампы катодным сопротивлением R_k. Эта связь повышает входной и выходной импедансы транзистора и уменьшает его усиление.

13.6 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 13

1 *Shea, R.:* Principles of Transistor Circuits; John Wiley a Sons inc., New York 1954.
2 *Lo, A. W., Enders, R. O., Zawels, J.:* Transistor electronics, Prentice-Hall, inc. Englewood Cliffs, N. J. 1956.
3 *Turner, R,:* Transistors Theory and Practice.
4 *Dalfonso, J.:* Power Requirements for Transistor Circuits; Electronics, June 1953, стр. 204—212.
5 Transistors for the experimenter, публикациа фирмы Mullard.
6 *Potok, M. H. N., Wales, R. A.:* Transistor Voltmeters Electron; Eng. VIII, 1955, стр. 344—346.
7 *Queen, I.:* Transistor Voltmeter Design Problems; Rad. Electronics, 26, 1955, № 2, стр. 39.
8 *Sziklai, G. C.:* Symetrical Properties of Transistors and Their Applications; Proc. IRE, June 1953, стр. 717—724.
9 *Havlík, V.:* Nízkofrekvenční zesilovač s transistory. Доклад VÚPEF, 1956.
10 *Ghandi, S. K.:* Design Criteria for Transistor Feedback Amplifiers, III, Tele-Techn. 1954, стр. 94.
11 *Gade, D. W.:* Feedback in Junction Transistor Circuits, VII, Electronics 1954, стр. 174—178.
12 *Schenkermann, S.:* Feedback Simplifies Transistor Amplifiers XI. Electronics 1954, стр. 129—131.
13 *Almond, J.:* Broadband Transistor Feedback Amplifiers I. Proc. IRE, P—B, 103 (1956), № 7, стр. 93—101.

14. ОСНОВЫ ГЕНЕРАТОРОВ НА ТРАНЗИСТОРАХ

При изложении обратной связи в усилителях на транзисторах мы видели, что она может быть положительной и отрицательной. При положительной обратной связи можно добиться того, чтобы часть выходного сигнала достаточной величины и в соответствующей фазе подводилась на вход транзистора, причем эта часть усиленного сигнала может полностью заменить первоначальный управляющий сигнал транзисторного усилителя, вследствие чего усилитель будет находиться в действии, т. е. на выходном импедансе будет существовать определенное напряжение. В таком случае мы говорим, что усилитель превратился в генератор электрических колебаний. Обратная связь, создающая генерацию, может быть вызвана внутренней обратной связью в самом транзисторе или соответствующими внешними элементами. У точечных транзисторов внутренняя обратная связь приводит к тому, что на некотором электроде появляется отрицательное сопротивление, которое способствует возникновению электрических колебаний. При рассмотрении стабильности схемы на транзисторе мы установили, что под влиянием внутренней обратной связи нестабильным может стать такой транзистор, коэффициент усиления которого по току в режиме короткого замыкания больше единицы. Такой случай имеет место у точечного транзистора. Генераторы, созданные на принципе существования отрицательного сопротивления называются генераторами с отрицательным сопротивлением.

Отрицательное сопротивление можно получить соответствующим преобразованием входного сопротивления на отрицательное за счет обратной связи с выхода транзистора на его вход. Этого можно добиться без особых затруднений посредством внешних цепей транзистора. Такие генераторы называются генераторами с обратной связью. Эти генераторы являются основой для конструкции генераторов на плоскостных транзисторах, у которых при обычных условиях не может возникнуть отрицательное сопротивление, так как их коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания всегда бывает меньше единицы.

Из вышесказанного следует, что с точечными транзисторами можно осуществить как генераторы с отрицательным сопротивлением, так и генераторы с обратной связью, а с плоскостными транзисторами можно осуществить только генераторы с обратной связью.

Кроме разделения генераторов на генераторы с обратной связью и на генераторы с отрицательным сопротивлением, их можно разделить и по форме генерируемых колебаний, а именно на генераторы синусоидальных колебаний и на генераторы несинусоидальных колебаний.

14.1 ГЕНЕРАТОРЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

На *рис. 201* был изображен типичный пример отрицательной характеристики точечного транзистора. В принципе можно различать два типичных примера отрицательной характеристики, а именно характеристики, управляемой током [1, 2, 3, 4] *(рис. 334а)*

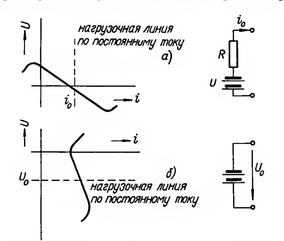


Рис. 334. Отрицательная характеристика транзистора:
а) управляемая током, *б)* управляемая напряжением

и характеристики, управляемой напряжением *(рис. 334б)*. На *рис. 334а* отрицательная часть характеристики определяется главным образом, величиной тока, а на *рис. 334б* — величиной напряжения. Для генераторов существование отрицательного со-

противления имеет большое значение. Для установки рабочей точки такого генератора является существенным, чтобы нагрузочная линия по постоянному току нигде не пересекала характеристику в области положительного сопротивления, так как в таком случае устройство самопроизвольно переходит в устойчивое состояние. Это значит, что для схемы генератора, управляемого

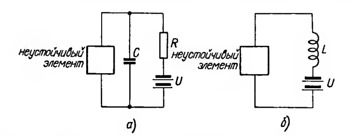


Рис. 335. Внешние элементы цепи, необходимые для получения неустойчивости транзисторного генератора:

а) для генератора, управляемого током, *б)* для генератора, управляемого напряжением

током, необходимо для питания транзистора применить постоянный ток, т. е. источник с последовательным сопротивлением, как это изображено на *рис. 334а*, а для схемы генератора, управляемого напряжением, необходимо применить источник постоянного напряжения согласно *рис. 334б*. Из подробного анализа генератора, управляемого током или напряжением следует, что неустойчивость генератора, управляемого током, обусловлена наличием параллельной ёмкости согласно *рис. 335а*, а генератора, управляемого напряжением, наличием последовательной индуктивности согласно *рис. 335б*.

Если бы мы рассматривали отрицательное сопротивление точечного транзистора на всех его электродах, то мы определили бы, что в цепях эмиттера и коллектора отрицательное сопротивление управляется током, а в цепи базы — напряжением. Отрицательное сопротивление определяется либо по характеристике, построенной по точкам, либо по характеристике на экране осциллографа. На основании этих характеристик можно составить три схемы генераторов с отрицательным сопротивлением *(рис. 336)*. У генератора с колебательным контуром в цепи базы рабочая точка задается напряжением U_b, а неустойчивость создается большим сопротивлением резонансного контура, который является общим элементом для выходной и входной цепей транзистора. Напряжение источника в цепи коллектора и сопротивление нагрузки R_k такие же,

как у усилителя в схеме ОБ, но напряжение в цепи эмиттера и сопротивление R_e должны устанавливаться так, чтобы выходные сигналы генератора не искажались и имели синусоидальную форму, причем на зажимах колебательного контура обязательно должно быть отрицательное сопротивление. Сигналы снимаются при помощи конденсатора с нагрузочного сопротивления R_k. Наибольшая амплитуда получается в том случае, если импеданс нагрузки по крайней мере в десять раз больше, чем выходной импеданс транзистора. Сигналы можно снимать также при помощи индуктивной связи с катушки колебательного контура. С выходной цепи сигналы снимают только в том случае, если желают получить наибольшую амплитуду напряжения и пренебрежительно малую мощность, в то время как индуктивная связь с катушкой колебательного контура применяется в том случае, если желают получить также и большую мощность. При высших частотах необходимо источники питания шунтировать конденсаторами. Для питания генератора нет необходимости применять два источника, как это изображено на рисунке, а можно применить один источник с отводом.

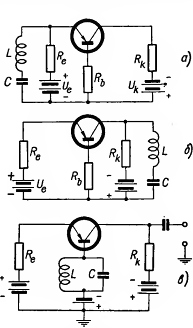


Рис. 336. Принципиальные схемы генераторов синусоидальных колебаний с отрицательными сопротивлениями на точечных транзисторах: *а)* отрицательное сопротивление на эмиттере, *б)* отрицательное сопротивление на коллекторе, *в)* отрицательное сопротивление на базе

У генератора с колебательным контуром в цепи эмиттера рабочая точка задается напряжением U_e и величиной сопротивления R_e. Включенное сопротивление R_b создает требуемую обратную связь для образования отрицательного сопротивления. Это относится также и к генератору с колебательным контуром в цепи коллектора.

Условие образования области отрицательного сопротивления можно определить математически из уравнений входного и выходного сопротивлений, из которых необходимо определить, в какой области находится отрицательное сопротивление. Конечно,

при этом нужно учесть и сопротивления R_z, R_e и R_b. Если обозначить активное сопротивление резонансного контура через R_o, то согласно работам [1, 2] условие генерирования выразится следующим соотношением:

$$R_o > -R_{отр}$$

Наибольшая частота генератора с отрицательным сопротивлением будет

$$f_{max} = f_\alpha \sqrt{\alpha_o - 1}$$

Частота генератора с отрицательным сопротивлением определяется следующими величинами:

1. собственной частотой колебательного контура,

2. реактивными составляющими всей схемы генератора и главным образом примененного транзистора,

3. отрезком кривой отрицательной части характеристики, в которой работает генератор.

Влияние реактивных составляющих транзистора и внешних элементов цепи можно подавить тем, что индуктивная связь берется только с части колебательного контура. Участок отрицательной части характеристики транзистора прежде всего оказывает влияние на ограничение амплитуды колебаний. Если амплитуда превысит определенную величину, то произойдет искажение. Это может произойти в том случае, если динамическое сопротивление колебательного контура будет велико и будет подключено непосредственно к базе транзистора. Размах амплитуды напряжения на колебательном контуре не должен перейти за линейный участок отрицательной части характеристики. Ввиду влияния реактивных составляющих и отрицательной части характеристики на функцию такого генератора, становится очевидным, что форма и частота колебаний будут зависеть от выбора рабочей точки транзистора и от ее стабильности.

14.2 ГЕНЕРАТОРЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Генераторы синусоидальных колебаний с обратной связью могут быть собраны как на плоскостных, так и на точечных транзисторах [1, 4, 5]. Однако при обычных рабочих точках плоскостные транзисторы могут быть применены только в этих генераторах. У точечных же транзисторов внешняя обратная связь является необходимой в генераторах с отрицательным сопротивлением на

частотах, при которых существует значительный фазовый сдвиг между током в цепи эмиттера и током в цепи коллектора. Условие для генераторов с обратной связью дано выражением (13—16):

$$1 - \alpha\zeta = 0,$$

где α — усиление транзистора по току, а
ζ — коэффициент обратной связи.

Для схемы ОБ приближенно будет $\zeta \cong \frac{1}{\alpha_0}$, а для схемы ОЭ $\zeta \cong \cong -\left(\frac{1-\alpha_0}{\alpha_0}\right)$. Обратная связь может быть осуществлена различными способами. На *рис. 337* изображен генератор с индуктивной обратной связью, причем обмотка трансформатора должна быть включена так, чтобы обратная связь получалась положительной.

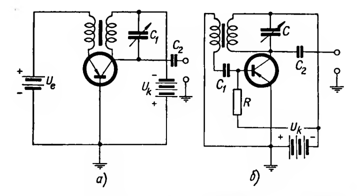


Рис. 337. Генератор синусоидальных колебаний с индуктивной обратной связью:
а) в схеме ОБ, *б)* в схеме ОЭ [6]

На *рис. 337а* изображена схема генератора на транзисторе, включенном по схеме ОБ, а на *рис. 337б* — по схеме ОЭ. Схема, изображенная на *рис. 337а* может быть применена как с точечными, так и с плоскостными транзисторами, в то время как схема *337б* пригодна только для плоскостных транзисторов. Транзистор с обратной связью должен иметь такой коэффициент трансформации, чтобы импеданс его обмотки в цепи эмиттера или базы был согласован с входным импедансом транзистора. Конденсатор *С (рис. 337б)* служит для настройки на требуемую частоту. Конденсатор связи C_1 должен обладать такой ёмкостью, чтобы вместе с обмоткой

трансформатора он не оказывал бы влияния на частоту колебаний. В схеме *337а* можно вместо двух источников питания применить один с соответствующим отводом. Колебания могут сниматься либо с конденсатора C_2, либо с дальнейшей обмотки на трансформаторе. Второй способ имеет то преимущество, что импеданс генератора может быть согласован с последующей нагрузкой. Ток эмиттера следует установить так, чтобы на выходе получилась синусоидальная форма колебаний. Точно также и напряжение U_e *(рис. 337а)* и сопротивление R *(рис. 337б)* должны быть подобраны таким образом, чтобы синусоидальная форма колебаний не исказилась. Если напряжение U_e или сопротивление R будут малы, то форма синусоидальных колебаний будет ограничена (плоская вершина) и генератор может перейти в блокинг-генератор. Искажение формы синусоидальных колебаний можно представить следующим образом. Ранее было сказано, что транзистор в принципе состоит из двух р-п-переходов, одного на стороне эмиттера и другого на стороне коллектора. Усиление в транзисторе получается в том случае, если переход на эмиттере включен в прямом направлении, а переход на стороне коллектора включен в обратном направлении. Если бы переходы были включены наоборот, то не происходило бы усиления. Если амплитуда колебаний меньше примененного постоянного напряжения на переходах, то форма колебаний не искажается. Однако, если, например, у транзистора р-п-р-типа напряжение эмиттера станет по отношению к базе отрицательным или напряжение коллектора по отношению к базе станет положительным, то произойдет искажение формы колебаний. В первом случае, вследствие запирания перехода на эмиттере, образуется на L_1, а также и на L_2 (см. *рис. 338*) выброс напряжения; во втором случае переход на коллекторе будет проводить и, собственно говоря, в резонансном контуре возникнет короткое замыкание. Эти причины искажения можно устранить посредством включения сопротивлений R_1 и R_2 согласно *рис. 338*. Сопротивление R_1 препятствует образованию короткого замыкания резонансного контура, а сопротивление R_2 уменьшает выброс напряжения на L_1.

В разделе 6.2 было выведено выражение для максимальной частоты колебаний генератора в зависимости от его параметров. Это уравнение было выведено для плоскостных транзисторов. Однако приведенные параметры транзистора зависят от выбора положения рабочей точки и, следовательно, и частота генераторов с обратной связью в общем также будет зависеть от выбора рабочей точки. Стабильность колебаний будет, таким образом, зависеть от стабильности рабочей точки.

На *рис. 339* изображен генератор с иным типом обратной связи. В данном случае обратная связь создается при помощи последовательного контура колебаний. Такой способ применяется потому, что он исключает недостаток предыдущих способов, при которых большое резонансное сопротивление контура колебаний шунтируется выходным сопротивлением транзистора, что особенно сказывается у точечных транзисторов. Последовательная обратная связь *(рис. 339)* представляет типичную обратную

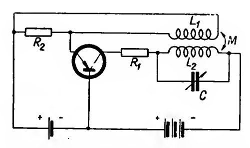


Рис. 338. Подавление амплитудного искажения генератора при помощи сопротивлений R_1 и R_2 [2]

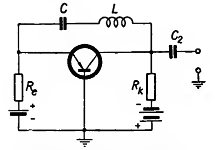


Рис. 339. Генератор с последовательной обратной связью

связь по току, которая при резонансе приводит наибольший ток во входную цепь транзистора. Такая связь может быть применена только в схеме с общей базой как для точечных, так и для плоскостных транзисторов. Если желательно применить схему с общим эмиттером, то нужно прибавить еще одну ступень и только со второй ступени можно приводить обратную связь, так как в схеме ОЭ фаза поворачивается на 180°. Частота колебаний в этом типе генератора определяется прежде всего величинами L и C. Однако ввиду наличия реактивных составляющих транзистора, величины токов эмиттера и коллектора также имеют большое влияние на частоту колебаний. Величины R_z, R_e, U_k и U_e будут такими же, как в усилителе на транзисторах, включенных по схеме с общей базой. И в данном случае ток эмиттера устанавливается сопротивлением R_e таким образом, чтобы колебания на выходе не искажались. Все, что было сказано в предыдущем случае об источниках питания, справедливо и для данного случая.

Комбинируя оба вида обратной связи, которые были выше описаны, можно получить схему генератора с обратной связью, изображенную на *рис. 340*. В этой схеме частота колебаний задается прежде всего индуктивностью вторичной обмотки транс-

форматора и ёмкостью C. Для согласования вторичной обмотки трансформатора со входом транзистора трансформация должна быть понижающей. Схема ОБ *(рис. 340а)* может быть применена как для точечного, так и для плоскостного транзисторов, схема ОЭ *(рис. 340б)* применима только для плоскостного транзистора.

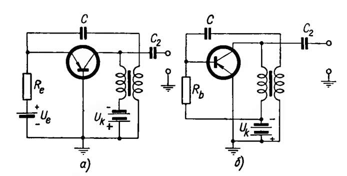


Рис. 340. Генераторы на транзисторах с комбинированной обратной связью: *а)* схема ОБ, *б)* схема ОЭ

Питание генератора в данном случае подобно предыдущему. Сигнал снимается либо через конденсатор C_2, либо с третьей обмотки трансформатора.

14.3 ГЕНЕРАТОРЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С КВАРЦЕВОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

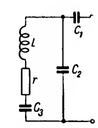


Рис. 341. Эквивалентная схема кварцевого кристалла

Для получения большой стабильности частоты транзисторных генераторов чаще всего применяют кварцевую стабилизацию [2, 4, 7]. Эквивалентная схема кварца *(рис. 341)* представляет собой резонансный контур с постоянными величинами ёмкостей, сопротивлений и индуктивностей. Емкость C_1 — это межэлектродная ёмкость кварца, C_2 — ёмкость вводов, C_3 и L — реактивные составляющие кварца, сопротивление r представляет потери в кварце. Кварц может быть включен либо как параллельный колебательный контур с большим резонансным сопротивлением, либо как последовательный колебательный контур с малым резонансным сопротивлением. Это дает возможность включить кварц в цепь любого электрода. При этом схема генератора может

быть построена либо на принципе отрицательного сопротивления, либо на принципе обратной связи. На *рис. 342* изображена схема генератора на точечном транзисторе с кварцевой стабилизацией в цепи эмиттера и с параллельным контуром колебаний в цепи базы. Контур колебаний настроен на частоту примененного кварца.

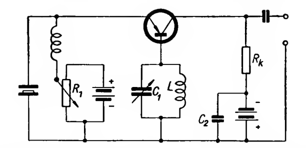


Рис. 342. Схема генератора на точечном транзисторе с кварцевой стабилизацией в цепи эмиттера [2]

Большое резонансное сопротивление контура колебаний создает большой выходной импеданс генератора. Ток эмиттера регулируется потенциометром R_1, к которому подключен высокочастотный дроссель для исключения короткого замыкания по высокой частоте, которое создает источник питания эмиттера. Сопротивление R_k подбирается таким образом, чтобы при данном напряжении U_k было найдено надлежащее положение рабочей точки. На *рис. 343* изображена схема точного генератора на плоскостном

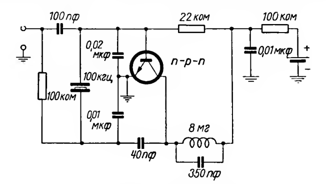


Рис. 343. Схема эталона частоты на плоскостном транзисторе с кварцевой стабилизацией [6]

транзисторе. Согласно работе [6] такой генератор применяется в качестве эталона частоты в 100 кгц. Этот генератор обладает такой малой потребляемой мощностью, что может работать 5 лет без смены батареи, которая в данном случае состоит из ртутного элемента. Изменение частоты этого генератора при 100 кгц составляет в сутки $3 \cdot 10^{-9}$, кратковременная стабильность составляет $3 \cdot 10^{-10}$. Изменение частоты с температурой составляет 10^{-8} на 1 °C. Стабильность частоты при изменении напряжения сети на 0,1 в составляет 10^{-8}. Амплитуда выходного сигнала равна 0,8 в.

14.4 РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И МУЛЬТИВИБРАТОРЫ

Релаксационные генераторы — это такие генераторы, форма выходного напряжения которых значительно отличается от синусоиды. Эти генераторы характеризуются резкими переходами из одного состояния неустойчивого положениа в другое. Релаксационные генераторы с успехом применяются в вычислительных устройствах или в качестве источников напряжения пилообразной формы для разверток осциллографа. Известно, что их принцип заключается, собственно, в попеременном заряде и разряде конденсатора, для чего включен соответствующий управляющий элемент. В наиболее простом релаксационном генераторе в качестве такого элемента применена неоновая лампа, включенная согласно схеме, изображенной на *рис. 344*. Источник постоянного тока с напряжением U заряжает конденсатор C через сопротивление R. Напряжение U должно быть больше напряжения зажигания неоновой лампы U_z. Когда напряжение на конденсаторе достигнет напряжения зажигания, то неоновая лампа загорится и конденсатор резко разрядится, но только до напряжения U_0, которое соответствует напряжению гашения неоновой лампы. Заряд, замедляемый сопротивлением R_1, продолжается и, таким образом, создается пилообразная форма напряжения в зависимости от времени.

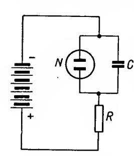


Рис. 344 Схема простого релаксационного генератора с неоновой лампой.

Рассмотрим теперь процесс, происходящий в релаксационных генераторах на транзисторах. На *рис. 345* изображена схема релаксационного генератора, где реактивный элемент, управляющий колебаниями в схеме, находится в цепи эмиттера. Сопротивление R_b обеспечивает большую обратную связь между цепью кол-

лектора и цепью эмиттера; обратная связь необходима для существования отрицательного сопротивления на входной характеристике. Ввиду необходимости существования отрицательного сопротивления следует, что такие простые релаксационные генераторы можно изготовить только на точечных транзисторах. На *рис. 345б* изображена характеристика этого генератора. Сопротивление R_e подбирается таким образом, чтобы линия нагрузки — R_e пересекала отрицательную часть характеристики приблизительно в середине, т. е. в точке P (см. *рис. 345б*). Предположим

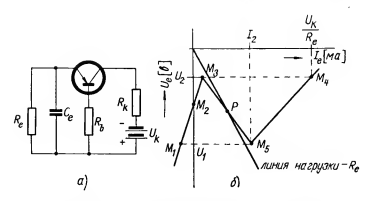


Рис. 345. Принципиальная схема релаксационного генератора на точечном транзисторе

теперь, что генератор начинает работать при $t = 0$, когда конденсатор C_e заряжен до отрицательного напряжения U_1 и рабочая точка эмиттерной цепи находится в точке M_1. При данном напряжении на эмиттере транзистор находится в состоянии отсечки и отрицательное сопротивление эмиттера очень велико. Конденсатор C_e разряжается через сопротивление R_e с постоянной времени C_eR_e. Ввиду этого напряжение на конденсаторе C_e достигает величины U_2 в точке M_3 характеристики, транзистор открывается и входит в отрицательную часть характеристики. Это соответствует времени t_o. Вследствие большой обратной связи ток эмиттера резко возрастает. На характеристике это соответствует скачку рабочей точки из M_3 в M_4. При открытии транзистора конденсатор C_e может опять заряжаться через сопротивление транзистора с постоянной времени $C_e \dfrac{R_bR_k}{R_b + R_k}$ до напряжения источника питания; при этом рабочая точка переходит из M_4 в M_5.

В этой точке транзистор попадает в область отрицательной характеристики и под влиянием положительной обратной связи резко закрывается. Это соответствует резкому скачку рабочей точки характеристики из M_5 в M_1. Происходит это во время t_1, после чего процесс повторяется. Кривая тока в цепи эмиттера изображена на *рис. 346а*, а кривая напряжения эмиттера — на *рис. 346б*. Наибольший ток в момент t_0 выражается приближенно отношением U_B/R_k. Если желают получить генератор пилообразных сигналов, то в приведенной схеме нужно исключить сопротивле-

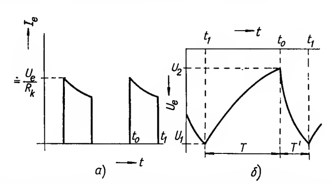


Рис. 346. **Формы тока напряжения на эмиттере релаксационного генератора, включенного по схеме, изображенной на рис. 345:**
а) форма тока, *б)* форма напряжения

ние R_k, что сократит время заряда конденсатора. Частота определяется приближенно по уравнению [1]:

$$f = \frac{1}{R_e C_e \ln \frac{U_1}{U_2}}$$

Если схема релаксационного генератора используется для импульсного генератора и если сигнал снимается с сопротивления R_k, то ширину импульсов можно регулировать изменением величины ёмкости конденсатора C_e и величины сопротивления R_k. Однако и величина сопротивления R_b также влияет на ширину импульса. Время длительности импульса тока $t_0 - t_1$ приблизительно равно

$$T' = t_0 - t_1 = \frac{R_k R_b}{R_k + R_b} C_e \ln \frac{U_B - U_2}{U_B - U_1}$$

Подобно приведенной схеме транзисторного релаксационного генератора с конденсатором в цепи эмиттера, можно получить эту

схему с конденсатором в цепи коллектора. Однако чаще применяется первая схема, так как в ней легче устанавливается требуемая частота и форма импульса [9].

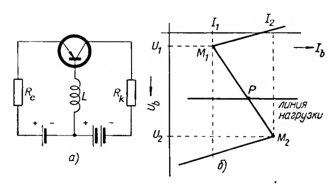


Рис. 347. Схема релаксационного генератора с управлением в цепи базы: *а)* электрическая схема, *б)* рабочая характеристика [1]

Иная картина получается у схемы релаксационного генератора с управлением в цепи базы. Ввиду того что в этом случае отрицательная область характеристики управляется напряжением, то это значит, что для образования релаксационных колебаний необходимо включить в цепь базы индуктивность L, как это изображено на *рис. 347*. Генератор управляется выбросами напряжения при закрытии и открытии транзистора, которые создаются на включенной индуктивности L.

На *рис. 348* изображена схема мультивибратора на двух плоскостных транзисторах, включенных по схеме с общим эмиттером. Собственно, это усилитель с непосредственной связью, причем не-

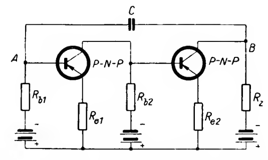


Рис. 348. Схема мультивибратора на плоскостных транзисторах p-n-p-типа [1, 6]

обходимый отрицательный импеданс существует между точками А—В, между которыми включен конденсатор C. Если эмиттер или коллектор одного из транзисторов включить в обратном направлении (не так, как это должно быть), то отрицательный импеданс станет положительным. Подобно вышеприведенным простым релаксационным генераторам и мультивибратор дает колебания почти прямоугольной формы, которые снимаются с сопротивления R_z.

14.5 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 14

1 *Lo, A. W., Enders, R. O., Zawels, J.:* Transistor electronics; Prentice-Hall, inc. Englewood Cliffs, N. I. 1956.
2 *Shea, R.:* Principles of Transistor Circuits; John Wiley a Sons, inc., New York, 1954.
3 *Cheng, C. C.:* Frequency Stability of Point-Contact Transistor Oscillators; Proc. IRE II, 1956, стр. 219—223.
4 *Oser, E. A., Enders, O., Moore, R. P.:* Transistor Oscillators; RCA Rev., Sept. 1952, стр. 369—385.
5 *Oakes, J. B.:* Analysis of Junction Transistor Audio Oscillator Circuits; Proc. IRE, Aug. 1954, стр. 1235—1238.
6 *Turner:* Transistor, Theory and Practice.
7 *Basset, H. G.:* A Simple Ouartz Crystal Oscillator Driven by a Junction Transistor; Electron Eng. 27, (1955), № 327, стр. 222—223.
8 *Queen, I.:* Junction Transistors for high-frequency oscillators; Rad. Electron, 25, (1954), № 8, стр. 87—88.
9 *Kramer, S. I.:* Designing Transistor Relaxation Oscillators; Tele-Tech. V, (1954), стр. 78—79.

15. ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ СХЕМЫ И ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ

Существование транзисторов и в особенности точечных дает возможность, и в общем довольно легко, конструировать так называемые переключающие схемы, т. е. схемы, которые отличаются тем, что при постоянной величине приложенного напряжения и при постоянных параметрах эти схемы имеют два состояния устойчивого положения. В таких схемах величины токов и напряжений могут изменяться скачком с одной величины на другую либо под влиянием приложенного напряжения, либо вследствие изменения одного из сопротивлений схемы. Собственно говоря, эти схемы являются основой уже рассмотренных генераторов с отрицательным сопротивлением и релаксационных генераторов, а также основой спусковых схем — схем для образования импульсов тока и напряжения.

Основу переключающей схемы составляет элемент, который имеет на своей статической характеристике хотя бы небольшой участок отрицательного сопротивления. С таким случаем мы уже встретились при анализе устойчивости схем с транзистором у генераторов с отрицательным сопротивлением. В отличие от генераторов синусоидальных колебаний резкие изменения тока в переключающих схемах необходимо рассматривать как переходные явления со всеми последствиями, о которых было сказано в главе об импульсных свойствах транзисторов. Образование импульсов посредством транзисторных переключающих схем часто сопряжено и с усилением импульсов или же с их формированием. Переключающие схемы отличаются от рассмотренных до этого схем следующими основными свойствами:

1. Схемы испытывают очень резкие и быстрые изменения тока и напряжения, т. е. обычно транзистор очень быстро переходит из проводящего состояния в состояние отсечки.

2. Размах амплитуды тока и напряжения при этих изменениях бывает так велик, что уже нельзя рассматривать транзистор как линейный четырехполюсник.

3. Входные сигналы часто бывают больше, чем это допускает нормальная функция транзистора как усилителя.

15.1 ПОВЕДЕНИЕ ТОЧЕЧНОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ БОЛЬШИХ СИГНАЛАХ

Из статических характеристик точечного транзистора видно, что при больших амплитудах сигнала транзистор становится весьма нелинейным элементом. Рассмотрим более подробно на *рис. 349* входные и выходные характеристики точечного транзистора. На выходной характеристике проведена линия нагрузки.

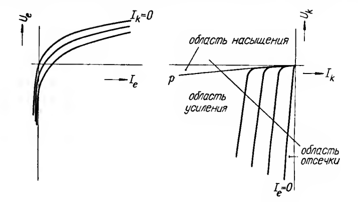


Рис. 349. Входные и выходные характеристики точечного транзистора

Из характеристик видно: если ток эмиттера имеет отрицательное значение, т. е. $I_e < 0$, то через эмиттер течет только очень небольшой ток, транзистор не усиливает (говорим, что он закрыт, т. е. находится в состоянии отсечки). Это значит, что участок на выходной характеристике между характеристикой $I_e = 0$ и осью U_k представляет область, в которой транзистор находится в состоянии отсечки. При токах эмиттера $I_e > 0$ ток коллектора быстро возрастает с током эмиттера, и эта область рассматривается как активная область транзистора, причем рабочая точка перемещается по линии нагрузки. При достаточно больших токах I_e эта рабочая точка достигает перегиба соответствующей характеристики коллектора и дальнейшее увеличение тока эмиттера I_e не вызывает уже увеличения I_k. Тогда говорят, что транзистор находится в насыщенном состоянии. Область насыщенного состояния определяется на выходной характеристике областью между прямой p и осью I_k. Прямая p часто называется граничной прямой. Переход из области закрытого состояния в область открытого состояния транзистора происходит очень резко и он может очень

чувствительно управляться током эмиттера. Переход из области открытого состояния в область насыщения не так резок и зависит больше от положения линии нагрузки, чем от величины эмиттерного тока.

Поведение транзистора при больших амплитудах сигнала может быть выражено эквивалентной схемой, изображенной на *рис. 350*, где транзистор представляет, собственно, два диода, включенные друг против друга [1]. Активное действие транзистора определяется фиктивным источником тока αI_e. При нормальной работе транзистора коллектор включен в обратном направлении, а эмиттер в прямом. Три области работы транзистора, о которых было сказано выше, могут быть объяснены на основании направления тока, проходящего через обозначенные диоды. Если $I_e < 0$, то диод эмиттера закрыт и транзистор также закрыт (т. е. генератор не действует). Таким образом, в этой области отсечки транзистор ведет себя как пассивный элемент с большими входным и выходным сопротивлениями. Для $I_e > 0$ диод эмиттера проводит в прямом направлении, в то время как диод коллектора включен в обратном направлении Транзистор теперь работает нормально и ведет себя как активный элемент с малым входным и с большим выходным сопротивлениеми, причем получается усиление по мощности. При увеличении тока эмиттера ток αI вскоре становится больше коллекторного тока I_k, и коллекторный диод начинает проводить в прямом направлении. Транзистор находится в насыщенном состоянии. В этом состоянии транзистор ведет себя как пассивный элемент с малым внутренним сопротивлением. Величина коэффициента усиления по току генератора дана уравнением [2]

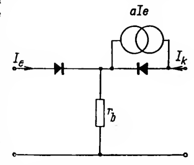


Рис. 350. Эквивалентная схема транзистора при большой амплитуде сигнала [1]

$$a = \alpha_o + \frac{r_b}{r_k}(\alpha_o - 1)$$

Таким образом, ввиду изменения сопротивления r_k этот коэффициент будет в каждой области иным. Мы рассматриваем транзистор при больших амплитудах в каждой области отдельно. При этом можно воспользоваться параметрами, определенными при малых сигналах. Это приведено в *таблице 34*.

Таб. 34

	Область I	Область II	Область III
Состояние транзистора	закрытое	открытое	насыщенное
Действие	пассивное	активное	пассивное
Ток I_e	< 0 малый	> 0 малый	> 0 большой
Напряжение	большое	среднее	малое
Эмиттер	закрыт	открыт	открыт
Коллектор	закрыт	закрыт	открыт
Сопротивление r_e	~ 100 ком	~ 50 ом	~ 50 ом
Сопротивление r_k	~ 20 ком	~ 20 ком	~ 50 ом
Сопротивление r_b	~ 50 ом	~ 50 ом	~ 50 ом
a	$a = 0$	$a = 2{,}5$	$a = 2{,}5$

15.2 СПУСКОВАЯ СХЕМА

Спусковая схема может быть представлена как схема, которая в отношении равновесия занимает три различных области согласно *рис. 351.* В областях I и III схема ведет себя как нормальная стабильная схема. В области II схема нестабильна и положение первоначально установленной рабочей точки изменяется самопроизвольно без внешнего вмешательства. Предположим, что схема установлена так, что ее рабочая точка расположена в области I. Как только сигнал извне передвинет рабочую точку в область II, то она передвинется далее в область III самопроизвольно без внешнего сигнала. Когда рабочая точка достигнет области III, схема опять становится стабильной. Однако внешний сигнал может передвинуть рабочую точку также из области III в область II, откуда она самопроизвольно передвинется в область I. Во всем цикле самое важное то, что он протекает независимо от величины запускающего импульса, если этот импульс



Рис. 351. Обобщенная схема устойчивых и неустойчивых состояний транзистора [2[:

обладает хотя бы какой-нибудь минимальной величиной. Спусковые схемы могут работать как схемы одностабильные, нестабильные и двухстабильные.

15.21 ОДНОСТАБИЛЬНАЯ СХЕМА С ТОЧЕЧНЫМ ТРАНЗИСТОРОМ

Одностабильная схема характеризуется одним устойчивым положением. Исходная рабочая точка схемы находится в области I. Запускающий импульс переводит рабочую точку в область II, а схема быстро самопроизвольно перемещает рабочую точку в область III. Здесь рабочая точка остается только в течение короткого времени, зависящего от реактивных элементов схемы, а затем переходит в нестабильную область II и быстро возвращается в исходную область I, где и остается до тех пор, пока опять не будет приложен запускающий импульс. Естественно, что рабочая точка может быть первоначально расположена и в области III. Работа одностабильной схемы видна из *рис. 352*, где изображено и необходимое положение линии нагрузки. Запускающий импульс эквивалентен перемещению линии нагрузки, причем наклон последней не изменяется.

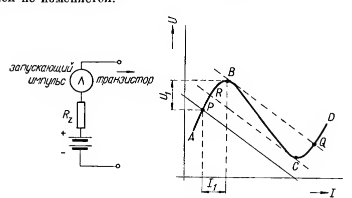


Рис. 352. Действие одностабильной схемы на точечном транзисторе

Представим себе, что ко входу такой одностабильной схемы приложен последовательно с сопротивлением нагрузки положительный импульс. Исходная рабочая точка перемещается до точки B одновременно с линией нагрузки; от точки B она делает резкий скачок по линии нагрузки в точку Q. После окончания запускающего импульса линия нагрузки возвращается в свое

исходное положение, и рабочая точка, следовательно, перейдет из точки Q в точку C, а оттуда скачком в точку R и, наконец, в свое исходное положение P. Весь описанный цикл проходит без всякого действия внешнего реактивного элемента. Если имеется такой реактивный элемент, то он будет оказывать влияние на весь цикл, как по отношению к длительности, так и по отношению к форме окончательного импульса тока или напряжения. На *рис. 353а* изображена схема такой одностабильной схемы на точечном транзисторе, а на *рис. 353б* — форма тока в области эмиттера.

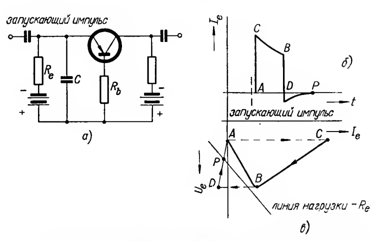


Рис. 353. Одностабильная схема с точечным транзистором:
а) электрическая схема, *б)* форма тока эмиттера, *в)* рабочая характеристика

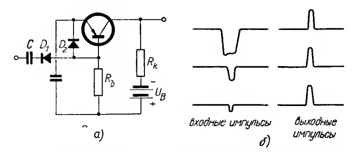


Рис. 354. Точечный транзистор в качестве устройства для формирования импульса и в качестве усилителя импульсов:
а) электрическая схема, *б)* форма входных и выходных сигналов [2]

Одностабильная схема может быть применена в качестве импульсного усилителя. При этом можно достигнуть того, чтобы выходной импульс не зависел от величины входного импульса. На *рис. 354а* изображена такая схема. Спусковая схема начинает действовать при приложении отрицательного импульса ко входу транзистора (в данном случае к базе). Диод D_1 отделяет источник запускающего импульса от входа транзистора (от спусковой схемы), кроме момента начала переключения. На *рис. 354б* изображены выходные импульсы при различных входных импульсах. Диод D_2 ускоряет разряд конденсатора C, вследствие чего повышается частота следования импульсов. В противном случае эта частота ограничена постоянной времени разряда конденсатора C через сопротивление транзистора r_e, которое при разряде имеет большую величину, так как транзистор находится в закрытом состоянии.

15.22 ДВУХСТАБИЛЬНАЯ СХЕМА НА ТОЧЕЧНОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Двухстабильная схема характеризуется двумя устойчивыми положениями. Действие схемы может быть описано следующим образом. Предположим, что схема находится в рабочей точке стабильной области I. Запускающий импульс перемещает рабочую точку в область II, через которую самопроизвольно она проходит в область III, где остается до тех пор, пока новый запускающий импульс не переместит ее из области III обратно в область I. Действие этой схемы можно проследить на *рис. 355*, где изображена ее характеристика. Линия нагрузки пересекает в стабильной области две точки P и Q. Это значит, что как точка P, так и точка Q могут быть исходной рабочей точкой. Точка S находится в нестабильной области II. На рисунке видно, что сопротивление нагрузки меньше, чем абсолютное значение отрицательного сопротивления. Положительный импульс величиной U_1, приложенный последовательно с сопротивлением нагрузки, перемещает рабочую точку из исходного положения P в точку B, откуда затем

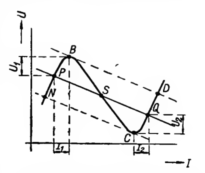


Рис. 355. Режим работы двухстабильной схемы с точечным транзистором

рабочая точка самопроизвольно переходит по линии нагрузки в точку D. Из точки D она самопроизвольно переходит в стабильную точку Q, где остается до тех пор, пока последующий отрицательный импульс величиной больше, чем U_2, не передвинет ее через точку C в точку N, откуда она возвращается в исходное положение P. Из описанного следует, что если один положительный импульс уже переместил рабочую точку из области I в область II, то последующие положительные импульсы уже не оказывают действия. Далее нужно уяснить, что положительный импульс перемещает рабочую точку из области I в область III, а отрицательный импульс ее переводит из области III в область I. Выходной ток в точке P (схема в закрытом состоянии) мал, а в точке Q (схема в открытом состоянии) велик. Скорость переброса рабочей точки из одной области в другую зависит, с одной стороны, от внешних элементов схемы, с другой стороны, от самого транзистора. Скорость в обоих направлениях различна, о чем уже было сказано в разделе 7.9, где описаны импульсные свойства. Чувствительность двухстабильной схемы устанавливается величиной напряжений U_1 и U_2 посредством подходящего выбора сопротивления R_e, причем она не должна быть ниже уровня шума и случайных изменений, создаваемых, например, температурой, для того чтобы схема не действовала самопроизвольно. На практике подбором величин U_e и R_e добиваются всегда компромиссного решения между чувствительностью и стабильностью схемы. При этом надо иметь ввиду, что R_e должно быть меньше, чем абсолютная величина отрицательного сопротивления [2], т. е.

$$R_e < \left| \frac{R_b[R_k + r_k(1 - \alpha_o)]}{R_b + R_k + r_k} \right|,$$

а U_e должно лежать между напряжениями, которые соответствуют двум точкам перегиба характеристики, т. е.

$$\frac{R_b U_k}{R_b + R_k + r_k} < U_e < \frac{R_b(1 - \alpha_o)U_k}{\alpha_o(R_b + R_k) - R_b}$$

Необходимо подчеркнуть, что эти условия для транзисторов одного и того же типа весьма различны.

Двухстабильная схема может управляться импульсами, прикладываемыми также к базе. Отрицательный импульс, прикладываемый к базе, отвечает положительному импульсу, прикладываемому к эмиттеру, и наоборот. Подача спускового импульса на коллектор не применяется из-за малой эффективности.

В этом случае рабочая точка находится в нестабильной области II (см. *рис. 356*). Любая помеха в схеме, например, уже при её включении, начнет переброс и переместит рабочую точку в одну из стабильных областей, предположим в область I. Рабочая точка остается в области I в течение времени, определяемом постоянной времени реактивного элемента схемы, а затем возвращается в нестабильную область II и переходит в область III, где остается в течение некоторого времени и возвращается в нестабильную область II. Таким образом, рабочая точка перемещается попеременно из области I в область III и обратно, схема переходит из одного состояния в другое (в закрытое или открытое) и устанавливаются релаксационные колебания. Об этих колебаниях уже было сказано ранее и здесь мы не будем более распространяться.

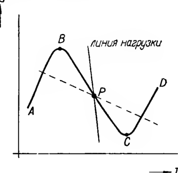


Рис. 356. Рабочая характеристика нестабильной схемы на точечном транзисторе

15.3 ПЛОСКОСТНОЙ ТРАНЗИСТОР В ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ СХЕМАХ

Из статических характеристик плоскостного транзистора видно, что для переключающих схем он пригоден более, чем точечный транзистор, потому что в закрытом состоянии он представляет собой большое сопротивление порядка Мом, в то время как в открытом состоянии его сопротивление бывает порядка нескольких ом. Это обстоятельство и то, что он может работать уже при малых напряжениях, доказывает, что плоскостной транзистор действительно является хорошим переключающим прибором [4, 5]. Однако при нормальной функции ни одна его характеристика не имеет отрицательной области, которая необходима для переключающей схемы. Эту отрицательную характеристику у плоскостных транзисторов можно получить в нормально допустимых рабочих точках посредством подходящей комбинации двух транзисторов либо одного типа, либо транзистора p-n-p-типа и n-p-n-типа, как об этом было сказано в разделе 11.52. С одним же плоскостным транзистором при нормальных рабочих точках

получить переключающую схему (как это имело место у точечного транзистора) нельзя. Далее необходимо учитывать импульсные свойства плоскостного транзистора, которые в общем у него немного хуже, чем импульсные свойства точечного транзистора, а именно время нарастания и время спадания импульса у плоскостного транзистора бывает больше, чем у точечного. Однако этот недостаток устраняют высокочастотные плоскостные транзисторы, которые обладают лучшими импульсными свойствами.

В отношении отрицательного сопротивления плоскостные транзисторы по своим свойствам более подобны электровакуумным лампам, чем точечные транзисторы.

Из выходных характеристик плоскостного транзистора видно, что у них существуют три области. Условие нулевого эмиттерного тока $I_e = 0$ определяет границу между областью закрытого состояния и областью открытого состояния. Граница между областью открытого состояния и областью насыщения определяется практически прямой $U_k = 0$ (отсутствие напряжения между коллектором и базой). В главе об импульсных свойствах транзисторов было сказано, что эти свойства характеризуются временами нарастания, рассасывания и спадания импульса. Этому отвечает, с одной стороны, время открытия транзистора в активной области, с другой стороны, время закрытия транзистора, на которое влияют как расширение, так и спадание импульса. Спадание импульса зависит от частотных характеристик транзистора в области насыщения, в то время как расширение импульса зависит прежде всего от частотных свойств транзистора в активной области. Общая картина будет ясна из соотношений времени нарастания, времени рассасывания и времени спадания [2].

Время нарастания импульса = время открытия транзистора =

$$= \frac{1}{\omega_\alpha} \frac{I_{e2}}{I_{e2} - 0{,}9\,\dfrac{I_k}{\alpha_0}};$$

время спадания импульса = время закрытия транзистора =

$$= \frac{\omega_\alpha + \omega_{z\alpha}}{\omega_\alpha \omega_{z\alpha}(1 - \alpha_0 \alpha_{0z})} \ln \frac{I_{e2} - I_{e1}}{\dfrac{I_k}{\alpha_0} + I_{e2}}$$

время накопления импульса =

$$= \frac{1}{\omega_\alpha} \ln \frac{I_k + \alpha_0 I_{e2}}{0{,}1\, I_k + \alpha_0 I_{e2}}$$

где α_0 — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания,

ω_α — предельная угловая частота,

α_{0z} — коэффициент усиления по току в режиме короткого замыкания при обратном включении,

$\omega_{z\alpha}$ — его предельная угловая частота,

I_{e1} — ток эмиттера перед запуском импульса,

I_{e2} — ток эмиттера после приложения импульса,

I_k — постоянный ток коллектора в области насыщения.

15.31 ДВУХСТАБИЛЬНАЯ СХЕМА НА ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Двухстабильные схемы на плоскостных транзисторах подобны переключающей схеме Икклес-Джордана. На *рис. 357* изображена принципиальная двухстабильная схема на плоскостных транзисторах. Предположим, что оба транзистора одинаковы, следовательно, будут одинаковы и сопротивления R, R_b и R_k. Эмиттеры обоих транзисторов (оба транзистора n-p-n-типа) заземлены

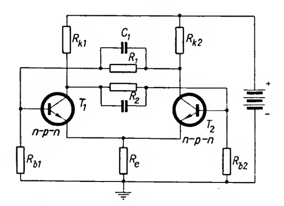


Рис. 357. Переключающая схема на плоскостных транзисторах [6]

через сопротивление R_e, которое вместе с сопротивлением R_b создает соответствующее смещение базы. Транзисторы взаимно соединяются посредством RC-цепочки. Стабильные состояния определяются тем, что либо транзистор 1 закрыт, а транзистор 2 открыт, либо наоборот. Схема переключается из одного состояния в другое при приложении отрицательного запускающего импульса

к базе транзистора, который находится в открытом состоянии, либо при приложении положительного запускающего импульса к базе транзистора, который находится в закрытом состоянии. Запуск может быть осуществлен и в цепи коллектора. Выход такой двухстабильной схемы можно осуществить таким образом, что сопротивление нагрузки будет включено, например, между коллектором первого транзистора и землей. Принципиальная схема, изображенная на *рис. 357*, еще разрабатывается далее, для того чтобы была, например, исключена непосредственная связь через конденсатор C коллектора одного транзистора, имеющего большое выходное сопротивление, с другим транзистором, у которого входное сопротивление мало. Ввиду большого значения постоянной времени такая связь ограничивает частоту схемы.

15.32 ОДНОСТАБИЛЬНАЯ СХЕМА НА ПЛОСКОСТНОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Принцип одностабильных схем на плоскостных транзисторах весьма подобен схемам на электровакуумных лампах. На *рис. 358* изображена одностабильная схема на плоскостных транзисторах. Транзистор T_1 находится в открытом состоянии, а транзистор T_2 — в закрытом. Если приложить к базе первого транзистора отрицательный импульс, как это изображено на *рис. 358*, то этот транзистор закроется, а транзистор T_2 откроется. Вследствие этого напряжение на коллекторе T_2 уменьшается а конденсатор C начинает через

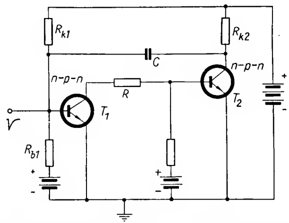


Рис. 358. Одностабильная схема на плоскостных транзисторах n-p-n-типа [2]

него и через сопротивление R_{b_1} разряжаться. Ток разряда через сопротивление R_{b_1} поддерживает базу первого транзистора на отрицательном потенциале относительно земли, вследствие чего транзистор T_1 остается в закрытом состоянии и после окончания запускающего импульса. Разрядный ток (через сопротивление R_{b_1}) уменьшается экспоненциально во времени, и это уменьшение определяется прежде всего постоянной времени CR_{b_1}. Когда разрядный ток станет ниже величины, необходимой для поддержания первого транзистора в состоянии отсечки, транзистор T_1 начинает проводить и схема возвращается в свое исходное стабильное состояние.

15.33 СПЕЦИАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ДЛЯ ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ СХЕМ

Ввиду того что плоскостные транзисторы не имеют в нормальной рабочей области ни одного отрицательного участка на своих характеристиках и, следовательно, в данном случае нельзя создать переключающей схемы только с одним плоскостным транзистором, то появилось стремление сделать плоскостной транзистор таким, чтобы подобно точечному транзистору он имел отрицательную характеристику. Таким образом, появился транзистор p-n-p-n-типа, как об этом было сказано в разделе 12.52, и для целей переключения был создан специальный тетрод. Другое устройство плоскостного транзистора для достижения отрицательной характеристики основано на том, что при напряжениях на коллекторе высших, чем напряжения в нормальных рабочих точках, ток коллектора резко увеличивается, как это происходит при достижении напряжения Зенера. Этот эффект может регулироваться током базы, и транзистор не выйдет из строя [7]. При этом транзистор имеет большое входное и малое выходное сопротивления (так как эмиттер включен в обратном направлении), что может быть использовано для создания переключающей схемы только на одном плоскостном транзисторе. Скорость переключения доходит при этом до большой величины. На основании этого эффекта

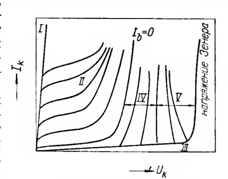


Рис. 359. Семейство выходных характеристик плоскостного транзистора [7]

можно построить все виды переключающих схем, включая и релаксационные генераторы. Время нарастания соответствующих импульсных токов для обычных низкочастотных транзисторов составляет порядка 0,01 мксек, что сравнимо со свойствами точечных транзисторов. На *рис. 359* изображены выходные характеристики плоскостного транзистора, у которых имеется шесть областей. Область I — область насыщения, область III — область отсечки транзистора, область IV — область постоянного напряжения, область V — область отрицательного сопротивления и область VI — область напряжения Зенера.

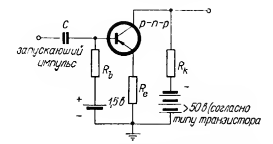


Рис. 360. Двухстабильная схема на одном плоскостном транзисторе [7]

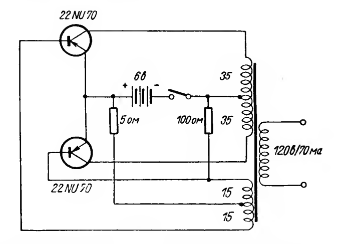


Рис. 361. Преобразователь напряжения постоянного тока с двумя трехваттными транзисторами, выходная мощность 10 вт

Следует обратить внимание на то, что в областях IV и V ток в базе течет в обратном направлении по сравнению с направлением тока при нормальном действии транзистора. При конструкции переключающих схем на плоскостных транзисторах в отрицательной области характеристики поступают так, как при конструкции на точечных транзисторах. Необходимо только учесть, что на эмиттере напряжение отрицательное, а напряжение на коллекторе на много больше, чем напряжение плоскостных транзисторов в нормальных рабочих точках. В качестве примера на *рис. 360*

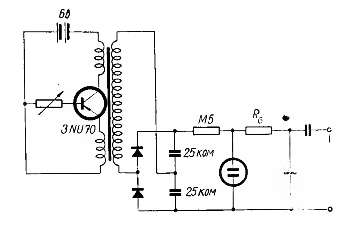


Рис. 362. Источник высокого напряжения для трубки Гейгер-Мюллера [8]

изображена двухстабильная схема на одном плоскостном транзисторе. Эта схема имеет стабильные состояния в области III и IV, в то время, как в области V транзистор находится в нестабильном состоянии. Линия нагрузки должна быть выбрана таким образом, чтобы она пересекала характеристики как в области III, так и в области IV.

15.34 ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Релаксационные генераторы на плоскостных транзисторах могут быть применены с большим успехом в качестве преобразователей напряжения постоянного тока. В настоящее время для этих преобразователей в большинстве случаев применяют плоскостные транзисторы, так как они позволяют получить коэффициент полезного действия больше 80%. Большое преимущество

преобразователей напряжения постоянного тока на транзисторах заключается в том, что они просты и обладают малыми габаритами. На *рис. 361* изображена двухтактная схема преобразователя напряжения постоянного тока, собранного на двух трехваттных транзисторах чехословацкого производства. Питание происходит от аккумулятора 6 в; все устройство состоит из двух транзисторов, трансформатора и аккумулятора. Сердечник трансформатора должен быть сделан из высококачественного магнитного материала, для того чтобы трансформатор передавал колебания прямоугольной формы без большого искажения. В приведенной схеме транзисторы работали при согласованной нагрузке с 84% к. п. д., причем с выхода можно было снимать 130 в при токе в 70 ма.

На *рис. 362* изображена схема источника питания для трубки Гейгер-Мюллера. Был применен один транзистор чехословацкого производства с рассеиваемой мощностью 50 мвт. После удвоения напряжения источник давал ток в 4 мка при постоянном напряжении 500 в. Все устройство имеет габариты $10 \times 12 \times 6$ см и питается от малых батарей для карманных фонарей.

15.4 ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 15

1 *Shea, R.:* Principles of Transistor Circuits; John Wiley, New York 1954.
2 *Lo, A., Enders, R. O., Zawels, J.:* Transistor electronics Prentice-Hall, inc. Englewood Cliffs, N. J. 1956.
3 *Lo, A. W.:* Transistor Trigger Circuits; Proc. IRE, Vol. 40, Nov. 1952, стр. 1531—1541.
4 *Ebers, J. J., Moll, J. L.:* Large-Signal Behavior of Junction Transistors; Proc. IRE, Vol. 42, Dec. 1954, стр. 1761—1772.
5 *Moll, J. L.:* Large-Signal Transient Response of Junction Transistors; Proc. IRE, Vol. 42, Dec. 1954, стр. 1773—1784.
6 *Turner, R. P.:* Transistor, Theory and Practice.
7 *Kidd, H. C.:* Delayed Collector Conduction a New Effect in Junction Transistors; RCA Rev. III, 1955, стр. 16—33.
8 *Jiříček, F.:* Zdroj vysokého napěti pro Geiger-Müllerovy počitače. Доклад VUPEF, 1956.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Докт. Гельмар Франк — инж. Вацлав Шнейдар

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Перевод: инж. Миллер В.

621.315.59

Обложка: Ярослав Кожух
Графическое оформление и тех. редакция: Владислав Лацина

Государственное издательство технической литературы н. п.
Прага 2, Спалена 51, Чехословакия
в мае 1960 г., 3.322 название, типовой номер L 26-B2-4-II/9224
Серия электротехнической литературы слабых токов
572 страницы, 362 рисунка, 34 таблицы

Зав. редакц. отд. докт. инж. Франтишек Кашпар

Типография Книгтиск, завод № 4, Прага 13, Самова ул. 12
из формата 61 × 86 см, 38,27 АА, 39,48 АИ, D-OZ*01008
Сдано в набор 4. 11. 1959 г. Подписано в печать 2. 4. 1960 г.
Тираж 3565 экз. Издание первое

Книга предназначена для работников отрасли техники связи,
прежде всего для работников производства
полупроводниковых приборов


15.–